



## AVERTISSEMENT

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

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

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

Contact : [ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr](mailto:ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr)

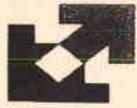
## LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

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

[http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg\\_droi.php](http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php)

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



UNIVERSITE DE  
METZ

**Laboratoire Interfaces Composants et  
Microélectronique**  
Centre Lorrain d'Optique et d'Electronique des  
Solides



Supélec

## THESE

Présentée à l'Université de Metz pour l'obtention du diplôme de  
DOCTEUR de l'Université de METZ

Spécialité : **Electronique**  
Ecole Doctorale : **PROMEMA**

---

### ETUDE DES EFFETS DES IRRADIATIONS NEUTRON SUR DES STRUCTURES MOS, TECHNOLOGIE N-MOS, PAR SPECTROSCOPIE DLTS ET MESURES CAPACITIVES

---

Par

**Abdelaziz AHAITOUF**

Soutenue le jeudi 2 décembre 1999, devant le jury composé de Messieurs :

Jean-Pierre CHARLES	Professeur, LICM, Université de Metz	Directeur de thèse
Rémi GAILLARD	Docteur d'état, Nuclétudes, Courtaboeuf	Invité
Bernard LEPLEY	Professeur, LICM, Université de Metz	Examineur
Jean-Luc LERAY	Docteur d'état, CEA – DAM – BIII, Paris	Rapporteur
Etienne LOSSON	M <sup>e</sup> . de Conférences, LICM, Université de Metz	Co-responsable
Abdel-Madjid MESLI	Docteur d'état, Dir. CNRS/PHASE, Strasbourg	Rapporteur
François ROY	Docteur d'état, Thomson – CSF	Examineur

---

LICM - CLOES - Supélec - 2, rue Edouard Belin - 57070 METZ - FRANCE

Fax : 03 8

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE DE METZ



022 304535 0

00



UNIVERSITE DE  
METZ

**Laboratoire Interfaces Composants et  
Microélectronique**  
Centre Lorrain d'Optique et d'Electronique des  
Solides



Supélec

## THESE

Présentée à l'Université de Metz pour l'obtention du diplôme de  
DOCTEUR de l'Université de METZ

Spécialité : **Electronique**  
Ecole Doctorale : **PROMEMA**

### ETUDE DES EFFETS DES IRRADIATIONS NEUTRON SUR DES STRUCTURES MOS, TECHNOLOGIE N-MOS, PAR SPECTROSCOPIE DLTS ET MESURES CAPACITIVES

Par

**Abdelaziz AHAITOUF**

Soutenue le jeudi 2 décembre 1999, devant le jury composé de Messieurs :

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv.	19990895
Cote	S/M3 99/33
Loc	Magasin

Jean-Pierre CHARLES	Professeur, LICM, Université de Metz
Rémi GAILLARD	Docteur d'état, Nuclétudes, Courtaboeuf
Bernard LEPLEY	Professeur, LICM, Université de Metz
Jean-Luc LERAY	Docteur d'état, CEA - DAM - BIII, Paris
Etienne LOSSON	M <sup>e</sup> . de Conférences, LICM, Université de Metz
Abdel-Madjid MESLI	Docteur d'état, Dir. CNRS/PHASE, Strasbourg
François ROY	Docteur d'état, Thomson - CSF

Directeur de thèse
Invité
Examineur
Rapporteur
Co-responsable
Rapporteur
Examineur

LICM - CLOES - Supélec - 2, rue Edouard Belin - 57070 METZ - FRANCE

Fax : 03 87 75 96 01

Tel : 03 87 75 96 00

*A la Mémoire de mes Parents,  
A mes Frères et Sœurs et à tous  
Ceux qui me sont Chers*

## **REMERCIEMENTS**

Ce travail a démarré au Laboratoire Interfaces Composants et microélectronique (LICM) de l'Université de Metz et j'adresse une pensée reconnaissante au Professeur Bernard Lepley qui m'y a accueilli en tant que Directeur du laboratoire et a accepté la présidence du jury.

Je remercie très chaleureusement Jean-Pierre Charles, Professeur à l'Université de Metz, pour m'avoir accueilli dans son groupe de recherche et pour son soutien tout le long de ce travail.

Je suis aussi grandement redevable à Etienne Losson, Maître de Conférences à l'Université de Metz, pour les connaissances et idées qu'il a apportées dans mes travaux depuis le DEA, et jusqu'à la fin de cette thèse.

Je remercie messieurs Jean-Luc Leray, Docteur d'état au CEA-DAM (Valduc), ainsi que Abdelmadjid Mesli, Directeur de recherche au CNRS/PHASE (Strasbourg), pour l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant d'être les rapporteurs de cette thèse.

Mes remerciements vont également à Monsieur François Roy Docteur d'état à Thomson-CSF (Grenoble) pour nous avoir fourni les échantillons ayant permis cette étude et pour avoir participé au jury.

Je tiens aussi à remercier Monsieur Rémi Gaillard Docteur d'état à Nuclétudes (Courtabœuf) d'avoir accepté de s'associer au membres du jury.

J'adresse mes amitiés et ma profonde reconnaissance à toute l'équipe du LICM et du MOPS aussi bien les thésards que les permanents avec qui j'ai passé d'agréables moments et qui m'ont beaucoup aidé.

Et rien ne serait aussi bien déroulé sans le soutien constant et chaleureux de tous les membres de ma famille ainsi que toutes autres personnes qui me sont proches.

## TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE.....	7
<b>CHAPITRE I</b>	
<b>GENERALITES SUR LES PROCESSUS DE GENERATION- RECOMBINAISON DANS LES DISPOSITIFS A TRANSFERT DE CHARGES (CCD)</b>	
I INTRODUCTION.....	10
II PRESENTATION DES STRUCTURES TESTS.....	10
II.1 DISPOSITIFS À TRANSFERT DE CHARGES (CCD) .....	12
II.1.1 Principe de fonctionnement .....	12
II.1.2 Performances électrooptiques.....	14
III PROCESSUS DE GÉNÉRATION - RECOMBINAISON ET DURÉES DE VIE ASSOCIEES .....	17
III.1 GÉNÉRALITÉS .....	17
III.2 MÉCANISMES DE RECOMBINAISON.....	17
III.2.1 Recombinaison multiphonon (Modèle Shockley Read et Hall (SRH)).....	17
III.2.2 Recombinaison radiative .....	18
III.2.3 Recombinaison Auger.....	18
III.3 DURÉES DE VIE DE RECOMBINAISON ET VITESSES DE RECOMBINAISON EN SURFACE .....	19
III.3.1 Taux de recombinaison résultant SRH et durée de vie de recombinaison SRH....	19
III.3.2 Durée de vie de recombinaison radiative.....	25
III.3.3 Durée de vie de recombinaison Auger .....	25
III.3.4 Influences relatives des différents mécanismes de recombinaison sur la durée de vie.....	26
III.3.5 Vitesse de recombinaison en surface.....	26
III.4 DURÉE DE VIE DE GÉNÉRATION ET VITESSE DE GÉNÉRATION EN SURFACE .....	27
III.5 PROCESSUS DE GÉNÉRATION THERMIQUE DES PORTEURS MINORITAIRES.....	29
IV CONCLUSION.....	32

CHAPITRE II

METHODES D'ANALYSE DES STRUCTURES MOS ET BANCS DE  
MESURES

I INTRODUCTION.....	34
II ANALYSE PAR MESURES CAPACITÉ – TENSION C(V).....	35
II.1 PRINCIPE ET BANC DE MESURES C(V) HAUTE FRÉQUENCE.....	35
II.1.1 Principe de mesure .....	35
II.2 PRINCIPE DES MESURES C(V) QUASI-STATIQUES .....	36
II.2.1 Principe de la méthode de la rampe.....	36
II.2.2 Principe de la méthode de rétroaction .....	37
II.2.3 Comparaison entre la méthode de rétroaction et la méthode de la rampe .....	38
II.3 DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES PHYSIQUES DU SEMI-CONDUCTEUR À PARTIR DES MESURES C(V) .....	39
II.3.1 Epaisseur d'oxyde .....	39
II.3.2 Niveau de dopage .....	40
II.3.3 Travail de sortie .....	43
II.3.4 Tension de bandes plates.....	45
II.3.5 Tension de seuil.....	46
II.3.6 Charges fixes dans l'oxyde .....	46
II.4 ETATS D'INTERFACE.....	47
II.4.1 Historique .....	47
II.4.2 Définition d'un état de surface .....	47
II.4.3 Principales techniques de détermination de la densité d'états d'interface .....	48
III SPECTROSCOPIE TRANSITOIRE DES NIVEAUX PROFONDS : DLTS .....	49
III.1 DÉTERMINATION ET EXPLOITATION DES SPECTRES DLTS .....	52
III.1.1 Boxcar DLTS.....	52
III.1.2 Détection synchrone .....	56
III.2 DLTS OPTIQUE ODLTS.....	58
IV EXTRACTION DES PARAMÈTRES DE GÉNÉRATION - RECOMBINAISON...59	
IV.1 EXPRESSION DE LA VARIATION DE CHARGE $\frac{dQ_{inv}}{dt}$ EN FONCTION DE LA CAPACITÉ .....	60

---

IV.2 CALCUL DE LA DURÉE DE VIE DE GÉNÉRATION EFFECTIVE PAR LA MÉTHODE DE ZERBST .....	61
IV.3 CALCUL DE LA LONGUEUR DE DIFFUSION.....	63
IV.4 DISCUSSION.....	65
IV.5 NOUVELLE TECHNIQUE POUR DÉTERMINER LA LONGUEUR DE DIFFUSION ET LA DURÉE DE VIE DE GÉNÉRATION DES PORTEURS MINORITAIRES À PARTIR DE MESURES DLTS .....	65
IV.5.1 Détermination de la longueur de diffusion.....	65
IV.5.2 Détermination de la durée de vie de génération $\tau_g$ .....	68
<b>V BANCS DES MESURES.....</b>	<b>69</b>
V.1 BANC DE MESURES C(V) HAUTE FRÉQUENCE .....	69
V.2 DESCRIPTION DES BANCS DE MESURE C(T) ET DLTS .....	71
<b>VI CONCLUSION.....</b>	<b>72</b>

### CHAPITRE. III

## ETUDE DES STRUCTURES AVANT IRRADIATION

<b>I INTRODUCTION.....</b>	<b>74</b>
<b>II CARACTÉRISATION PAR C(V).....</b>	<b>74</b>
II.1 DÉTERMINATION DES PRINCIPAUX PARAMÈTRES ÉLECTRIQUES .....	74
II.2 DÉTERMINATION DU PROFIL DE DOPAGE.....	78
II.3 PHÉNOMÈNE DE DISPERSION EN FRÉQUENCE.....	80
II.3.2 Effet des courants de fuite.....	85
II.3.3 Effet de la permittivité de l'oxyde.....	85
II.3.4 Effet des états d'interface .....	87
<b>III ETUDE PAR SPECTROSCOPIE DLTS.....</b>	<b>90</b>
III.1 ETUDE EN FONCTION DE LA LARGEUR D'IMPULSION $t_p$ .....	92
III.2 ETUDE EN FONCTION DE LA TENSION DE REPOS $V_r$ .....	94
III.3 ETUDE EN FONCTION DE LA HAUTEUR D'IMPULSION $V_p$ .....	95
III.4 ETUDE EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE.....	96
III.4.1 Etude du pic $n^{\circ}1$ .....	96
III.4.2 Etude du pic $n^{\circ}2$ .....	98

<b>IV ETUDE DES MESURES CAPACITÉ TEMPS .....</b>	<b>101</b>
IV.1 ETUDE DES STRUCTURES TYPE B ET C .....	101
IV.1.1 Application de la méthode de Zerbst.....	102
IV.1.2 Calcul de la longueur de diffusion.....	105
IV.2 ETUDE DES ÉCHANTILLONS TYPE A ( $N_A = 3 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ) .....	106
IV.2.1 Application de la méthode de Zerbst.....	106
IV.2.2 Calcul de la longueur de diffusion.....	110
IV.3 DÉTERMINATION DES PARAMÈTRES DE GÉNÉRATION PAR SPECTROSCOPIE DLTS .....	110
IV.3.1 Détermination de la durée de vie de génération $\tau_g$ .....	112
<b>V CONCLUSION .....</b>	<b>115</b>
<b>CHAPITRE. IV</b>	
<b>EFFETS DE L'IRRADIATION NEUTRONS SUR LES STRUCTURES</b>	
<b>I INTRODUCTION.....</b>	<b>117</b>
<b>II HISTORIQUE .....</b>	<b>117</b>
<b>III PROCESSUS DE DÉGRADATION ET LEURS CONSÉQUENCES.....</b>	<b>117</b>
III.1 DÉPLACEMENT D'ATOMES CRÉÉ PAR LES NEUTRONS.....	118
III.2 IONISATION INDUITE PAR LES NEUTRONS .....	119
III.3 CONSÉQUENCES DES EFFETS DE DÉPLACEMENT ET D'IONISATION .....	119
III.3.1 Effet des charges piégées dans l'oxyde .....	119
III.3.2 Effet des états d'interface .....	120
III.3.3 Défauts induits dans le silicium.....	120
<b>IV ETUDE EXPÉRIMENTALE.....</b>	<b>121</b>
IV.1 RESULTATS DE L'ANLAYSE PAR C(V).....	121
IV.1.1 Détermination de la variation de charges créées dans l'oxyde.....	124
IV.1.2 Détermination du dopage .....	126
IV.1.3 Détermination de la densité d'états d'interface.....	128
IV.2 CARACTERISATION PAR C(T) .....	130
IV.3 ETUDE PAR SPECTROSCOPIES DLTS ET DLTS OPTIQUE.....	136
IV.3.1 Caractérisation par spectroscopie DLTS.....	136
IV.3.2 Etude par ODLTS.....	144

<b>V CONCLUSION .....</b>	<b>146</b>
<b>CONCLUSION GENERALE.....</b>	<b>148</b>
<b>ANNEXE A.....</b>	<b>150</b>
<b>ANNEXE B.....</b>	<b>157</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....</b>	<b>159</b>

## **INTRODUCTION GENERALE**

Les circuits intégrés soumis aux rayonnements radiatifs subissent des dégradations de leurs caractéristiques qui peuvent être permanentes ou transitoires selon le milieu radiatif où ils se trouvent. Les effets induits par irradiations sont divisés en se référant à deux types de rayonnements :

Les rayonnements ionisants qui créent des porteurs de charge (électrons et trous) ce qui induit des photocourants dont les cinétiques sont différentes suivant les matériaux irradiés.

Les rayonnements non ionisants pour lesquels le dépôt d'énergie se réalise sous forme de déplacement d'atomes. Les structures MOS (*Métal Oxyde Semi-conducteur*) sont des dispositifs très courants dans les circuits de la micro-électronique, ce qui justifie l'importance que présente leur caractérisation. Nous nous sommes intéressés plus particulièrement aux effets des irradiations neutrons sur ce type de structures.

Le but de cette étude sera de faire une caractérisation avant irradiation et d'évaluer les effets de l'irradiation neutrons sur les structures étudiées en déterminant les défauts créés et les paramètres électriques qui sont affectés. Les paramètres sensibles sont, principalement, ceux de génération des porteurs minoritaires car les structures étudiées sont des transistors NMOSFETs et des capacités PMOS de technologie CCD. Dans ce type de dispositif la présence de courants d'obscurité constitue, en effet, une limitation majeure de leur bon fonctionnement.

Ce document est scindé en quatre chapitres destinés à la description théorique et l'analyse des mesures effectuées.

Le premier chapitre décrit les structures étudiées ainsi que les différents processus de génération-recombinaison qui se manifestent dans une structure MOS en régime transitoire de relaxation (passage du régime de déplétion profonde au régime d'inversion).

Dans le deuxième chapitre, nous décrivons les bancs de mesures utilisés pour cette étude ainsi que les équations théoriques et modèles utiles pour effectuer l'analyse des résultats.

Le chapitre trois constitue une étape importante dans cette étude, car il présente les résultats de la caractérisation avant irradiation des structures. En effet, une analyse des principaux paramètres caractéristiques des composants y est présentée. Elle met en évidence la bonne qualité initiale des structures. Nous présentons aussi dans ce chapitre une nouvelle technique

de détermination des paramètres de génération des porteurs minoritaires en utilisant la spectroscopie DLTS (*Deep Level Transient Spectroscopy*).

Le dernier chapitre concerne la dégradation subie sous l'effet de l'irradiation neutrons sur les structures MOS. Nous identifions dans cette partie les variations induites sur les différents paramètres électriques des structures. Nous étudions les origines de l'augmentation des courants d'obscurité par les méthodes capacitives (signaux transitoires de la capacité en fonction du temps) et par la DLTS.

# ***CHAPITRE. I***

## ***GENERALITES SUR LES PROCESSUS DE GENERATION- RECOMBINAISON DANS LES DISPOSITIFS A TRANSFERT DE CHARGES (CCD)***

## **I INTRODUCTION**

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'étude des processus de génération des porteurs minoritaires à l'origine du courant d'obscurité dans des structures MOS (Métal-Oxyde Semi-conducteur).

Dans la première partie, nous présentons les composants étudiés, puis nous décrivons brièvement quelques notions sur les dispositifs à transfert de charge (CCD). Nous décrivons leur principe de fonctionnement et leurs performances électro-optiques. La deuxième partie de ce chapitre donne la théorie de génération-recombinaison dans les matériaux semi-conducteurs. Cette étude est nécessaire car la connaissance des différents processus qui peuvent être à l'origine de la formation de la couche d'inversion dans les structures MOS est indispensable pour la détermination des paramètres caractéristiques du courant d'obscurité.

## **II PRESENTATION DES STRUCTURES TESTS**

Les structures étudiées sont des transistors **NMOSFETs** et des capacités **PMOS** de grilles polysilicium. Les surfaces de grilles sont égales à  $0,16\text{mm}^2$  pour les NMOSFETs et à  $0,15\text{mm}^2$  pour les condensateurs. Les structures sont réalisées à partir de la technologie CCD par **THOMSON CSF SEMICONDUCTEURS SPECIFIQUES**.

Notre étude s'est limitée aux structures **MOS**, ainsi les méthodes de caractérisation que nous avons utilisées sont toutes basées sur des mesures de capacité en fonction du temps et / ou de la tension dans différentes conditions expérimentales (fréquence variable, température, polarisation). Les grilles des transistors ayant une grande surface, nous supposons en première approximation que l'effet que peuvent avoir les caissons de drain et de source est négligeable. Par comparaison avec les mesures effectuées sur des capacités MOS de même technologie nous montrerons dans les chapitres suivants l'influence qu'ont en réalité le drain et la source sur les mesures capacitatives effectuées sur les transistors NMOSFETs.

Nous avons réparti les transistors en deux catégories « *A* et *B* » selon le niveau de dopage du substrat semi-conducteur ( $3 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$  pour les *A* et  $5 \times 10^{14}\text{cm}^{-3}$  pour les *B*). Dans chaque catégorie on dispose de deux épaisseurs d'oxyde différentes. Pour les condensateurs « *C* » on ne dispose que d'un seul type de dopage. Dans le tableau 1 nous donnons les principales caractéristiques de ces échantillons.

Nom	Epaisseur d'oxyde $T_{ox}$ (nm)	Dopage $N_a(\times 10^{15} \text{ cm}^{-3})$	Surface
A*1	50	3	Carrée $400 \times 400 \mu\text{m}^2$ $0,16 \text{ mm}^2$
A*2 / A*3	85	3	
B*1	50	0,5	
B*2 / B*3	85	0,5	
C*1	50	0,5	Rectangulaire $240 \times 625 \mu\text{m}^2$ $0,15 \text{ mm}^2$
C*(2-5)	85	0,5	

Tableau 1 : Caractéristiques des composants

\* : désigne le numéro de l'échantillon.

Les échantillons ont été montés sur des plaquettes par l'ESA (EUROPEAN SPACE AGENCY) et par THOMSON CSF pour faciliter le positionnement des pointes de contact sur nos porte-échantillons. La Figure 1 montre un schéma illustrant le type du montage effectué pour les transistors. Sur la plaquette sont disposés neuf plots distribués sur trois colonnes. Chaque plot de la colonne est associé à une composante du transistor (drain, grille ou source). Le même type de plaquettes a été utilisé pour monter les capacités. Au total, nous avons disposé de 21 transistors notés A, de 60 transistors notés B et de 50 capacités notées C.

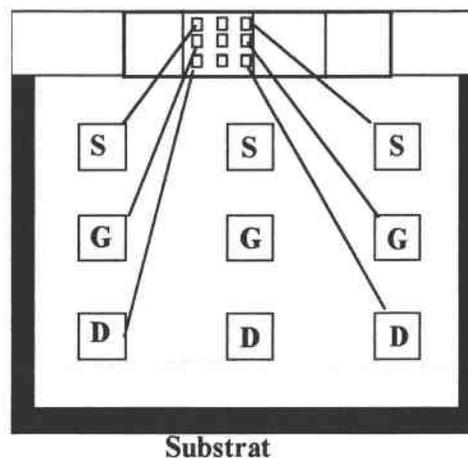


Figure 1 : Plaquette de montage des structures

## II.1 Dispositifs à transfert de charges (CCD)

Le capteur d'image CCD est un dispositif intégré analogique qui permet de convertir une image en signaux électroniques. Il est principalement formé de capacités MOS juxtaposées sur un même substrat, souvent du silicium (Figure 2).

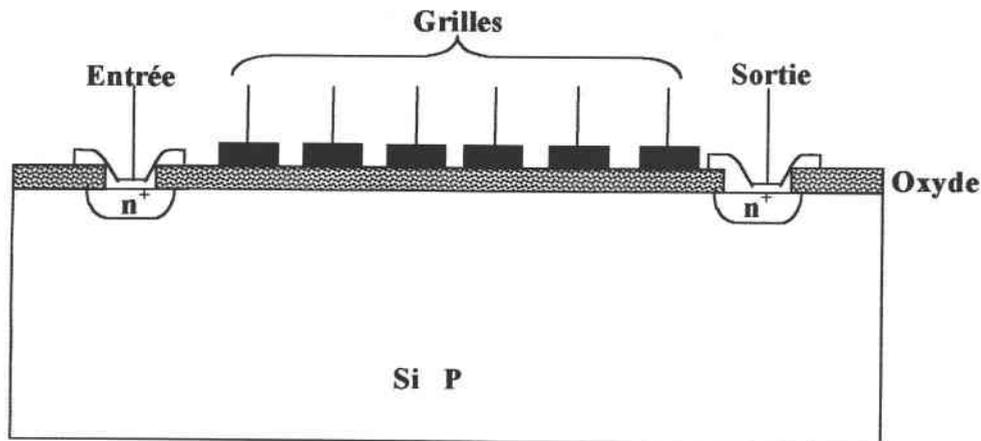


Figure 2 : Schéma de principe d'un dispositif à transfert de charges

### II.1.1 Principe de fonctionnement

L'information, dans un CCD, est représentée par une quantité de charges électriques appelée paquet de charges. Dans le fonctionnement d'une structure CCD, on peut distinguer quatre étapes : création d'une quantité de charges proportionnelle au signal à traiter, stockage de ces charges dans une capacité MOS, transfert de ces charges d'une capacité à la capacité adjacente et finalement détection des charges à la sortie [1][2][3].

- ☉ La première étape consiste à convertir la lumière incidente, à l'aide du circuit d'entrée, en un paquet de charges électriques proportionnel au signal à traiter. Ceci est fait par le biais de photoéléments qui peuvent être soit des photodiodes soit des photoMOS.
- ☉ La deuxième étape est le stockage de charges. La charge créée est composée d'électrons, dans le cas d'un semi-conducteur type P, qui s'accumulent dans la zone de charge d'espace de la capacité MOS.

Ces deux étapes se produisent lors de l'exposition de la structure à la lumière. Après arrêt de l'illumination :

- ☉ La charge accumulée est transférée d'une capacité MOS à sa voisine jusqu'à l'étage de lecture. Le passage des charges se fait en variant séquentiellement, à une fréquence d'horloge donnée, les polarisations des grilles. Sur la Figure 3-a nous avons représenté

une séquence de signaux d'horloge qui assure le transfert de charges dans le cas d'un CCD à deux phases, ainsi que la distribution des porteurs dans les zones de déplétion (Figure 3-b).

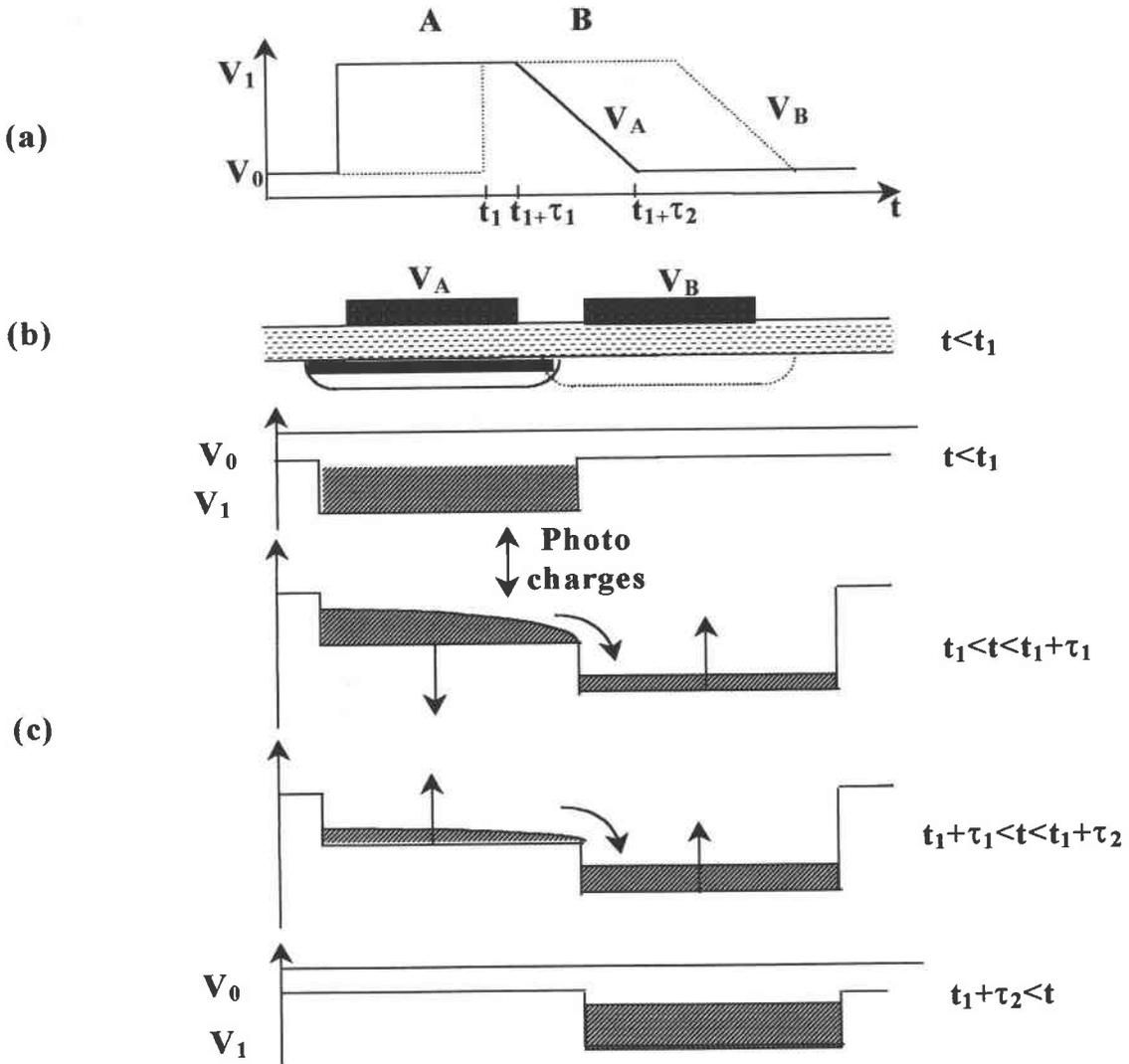


Figure 3 : (a) Séquence des signaux d'horloge à deux phases (b) Profil de structure (c) Transfert de charges dans un CCD

Pour  $t < t_1$ ,  $V_A = V_1 > V_B = V_0$ , un paquet de charges (des électrons dans ce cas, le substrat étant de type P) est stocké sous la grille A. Au temps  $t = t_1$ , le signal d'horloge polarise la grille B au potentiel  $V_1$ , ainsi les capacités A et B sont polarisées avec la même tension. Puisque les charges stockées sous A sont négatives, le puits de potentiel sous la grille B est plus profond que le puits de potentiel sous la grille A. Les charges se transfèrent donc de A vers B. Ceci entraîne une chute dans le puits de potentiel de la grille A et parallèlement une

parallèlement une remontée du puits de potentiel en B. Pour  $t_1 + \tau_1 < t < t_1 + \tau_2$ , le signal d'horloge ramène à  $V_0$  la tension de grille  $V_A$ . La capacité A se décharge de ses porteurs dans la capacité B. Cette fois les puits de potentiel des deux grilles remontent .

Pour  $t > t_1 + \tau_2$ , le transfert est complètement réalisé et des procédures similaires seront utilisées pour ramener les charges à la sortie.

Il existe aussi des CCD à trois ou quatre phases dans lesquels les trois ou quatre grilles voisines sont soumises chacune à une polarisation différente. Quant au principe des signaux d'horloge il reste le même.

✿ La quatrième et dernière étape est la lecture. Chaque paquet de photocharges est converti en une tension obtenue sur une diode de sortie.

Afin d'avoir un bon fonctionnement du CCD, des conditions de conception très strictes doivent être respectées. La distance entre les électrodes doit être bien déterminée dans le but de faciliter le passage des charges d'une capacité à sa voisine [2]. La fréquence d'horloge doit être suffisamment élevée pour que le temps que passent les charges dans la zone de charge d'espace de la capacité soit très inférieur à son temps de stockage pour qu'il n'y ait pas contribution des charges générées thermiquement au signal [2][3].

### II.1.2 Performances électrooptiques

Plusieurs paramètres caractérisent les capteurs d'image CCD [4] :

✿ Réponse spectrale : elle dépend du photoélément et du substrat semi-conducteur.

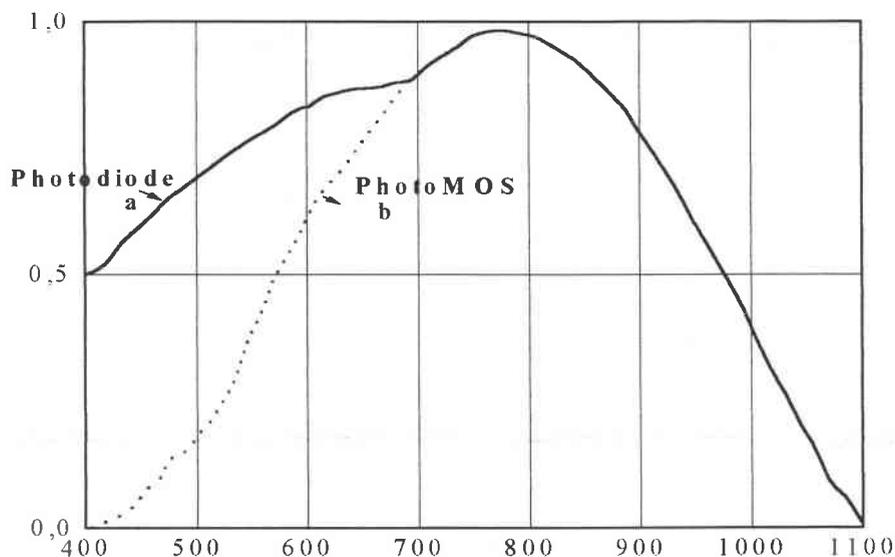


Figure 4 : Réponse spectrale d'une photodiode (a) et d'une photoMOS (b)

La Figure 4 montre qu'en dessous de 700 nm la réponse spectrale des photodiodes est plus importante que celle des photoMOS.

- ⊗ Réaction : C'est le rapport du signal de sortie à l'illumination incidente initiale. Elle dépend de :
  - La sensibilité du photoélément : elle exprime le nombre de photocharges générées par une exposition à la lumière donnée.
  - La conversion charge - tension : c'est le rapport de la tension de sortie à la charge lue initialement.
- ⊗ Tension de saturation : c'est la tension maximale que le CCD peut délivrer, elle dépend de la sensibilité et peut être limitée par plusieurs facteurs comme :
  - La capacité de stockage, ce paramètre correspond au nombre maximum de charges que peut contenir la structure et qui ne peut excéder la densité de charges correspondant au régime d'inversion stationnaire. La capacité de stockage dépend de la nature du photoélément choisi, de ces dimensions, de la technologie et du temps d'exposition.
  - L'aire de la diode de sortie.
- ⊗ Efficacité de transfert de charges (*Charge Efficiency Transfer* : CTE) Elle représente le pourcentage de charges transférées d'un étage à l'autre. Sur une structure MOS, elle diminue si la longueur de la grille et la fréquence d'horloge augmentent.
- ⊗ Décalage : C'est l'effet de traîne de l'image provoqué par des charges résiduelles dans un photoélément après une opération de transfert.
- ⊗ Résistance à l'excès d'illumination (effet *antiblooming*) : Elle traduit la capacité d'un photoélément saturé à éviter l'excès des photocharges. Deux principales structures sont utilisées :
  - Faire une diffusion profonde de façon à permettre aux charges excédentaires d'être traînées dans le substrat ou elles peuvent se recombinaer
  - Implanter à chaque photosite une diode à grille de contrôle. Cette grille ajuste la barrière de potentiel entre les photocharges et la diode « antiblooming » de façon à ce qu'elle soit inférieure au potentiel séparant deux puits de potentiel voisins, ainsi tout excès de charges se trouve directement dans la diode « antiblooming ». L'avantage de ce type de structure est de pouvoir contrôler le niveau de saturation en faisant varier la polarisation de la grille de contrôle.
- ⊗ Courant d'obscurité : Ce courant est généré involontairement par l'agitation thermique qui crée des électrons dans la bande de conduction qui se trouvent piégés dans les puits de potentiel et assimilés à un signal. On cite trois composantes principales du courant

d'obscurité: la génération en volume de la région de déplétion, le courant de diffusion dû aux porteurs provenant de la région quasineutre du substrat et le courant de génération en surface. Le courant d'obscurité est fonction du temps et dépend fortement de la température. Il constitue une limitation importante pour l'utilisation de CCD.

Dans notre travail, nous allons nous intéresser au courant d'obscurité en décelant les différentes origines de ce courant dans les structures étudiées. Nous discuterons également de l'influence des états d'interface. Il est bien connu que généralement ces états nuisent au bon fonctionnement des composants semi-conducteurs.

Dans le cas des CCD, les états d'interface introduisent du bruit et affectent l'efficacité de transfert de charges [3]. La Figure 5 montre le piégeage et dépiégeage des porteurs à partir des états d'interface sous chaque électrode, dans le cas d'un transfert de charges dans un CCD à trois phases. Des pièges d'interface vides capturent des électrons d'un paquet de charges, ils se trouvent ainsi instantanément remplis, mais lorsque la fréquence d'horloge change la polarisation des électrodes, les états d'interface libèrent les porteurs avec des constantes de temps plus ou moins importantes. Certaines charges piégées sont rapidement libérées et peuvent suivre le paquet de charges, d'autres par contre sont libérées dans le mauvais sens de transfert et se trouvent dans le paquet qui les précède, il en résulte une perte de charges dans un paquet et un ajout de charges dans un autre ce qui déforme le signal à transmettre.

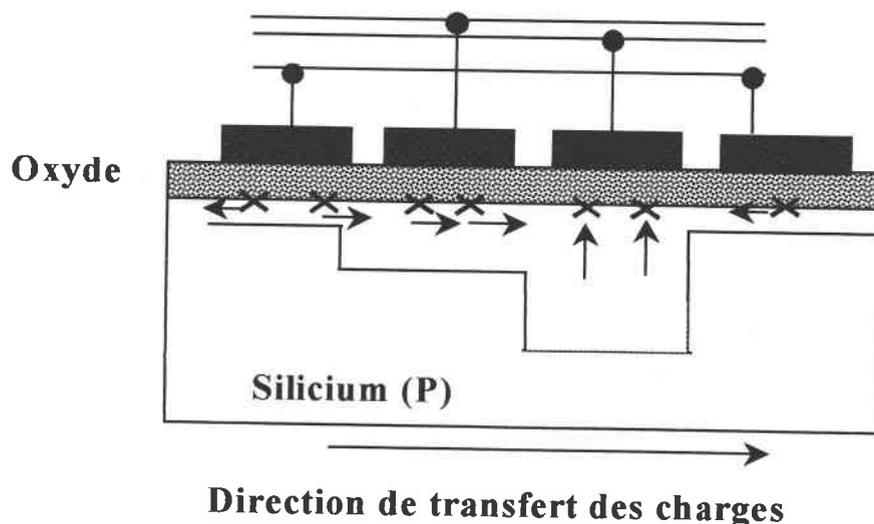


Figure 5 : Piégeage et libération des charges par les états d'interface dans un CCD à trois phases

### **III PROCESSUS DE GENERATION - RECOMBINAISON ET DUREES DE VIE ASSOCIEES**

#### ***III.1 Généralités***

Lorsqu'un semi-conducteur se trouve hors d'équilibre, suite à un éclairage par exemple, il a toujours tendance à regagner son état initial. Trois principaux paramètres caractérisent cette tendance, il s'agit de la durée de vie des porteurs  $\tau$ , de la longueur de diffusion  $L_n$  et de la vitesse de recombinaison en surface  $S_r$ .

Dans le concept de durée de vie on trouve : la durée de vie de génération  $\tau_g$  et la durée de vie de recombinaison  $\tau_r$ . On parle de génération lorsqu'on est en déficit de porteurs, car le retour à l'équilibre se fait par génération de paires électron - trou. Dans le cas où le semi-conducteur présenterait un excès de porteurs, le retour à l'équilibre se fait par l'intermédiaire du processus de recombinaison des porteurs minoritaires avec les porteurs majoritaires.

Lorsque les processus de génération et de recombinaison se produisent en volume, ils sont caractérisés par les durées de vie de génération et de recombinaison respectivement. Lorsque ces deux mécanismes se produisent en surface, ils sont caractérisés par les vitesses de génération et de recombinaison en surface. Le courant de diffusion provient quant à lui de la région quasi-neutre et du contact arrière.

#### ***III.2 Mécanismes de recombinaison***

Nous présentons dans ce paragraphe les trois mécanismes les plus courants pour la recombinaison de porteurs excédentaires [3][5] :

##### **III.2.1 Recombinaison multiphonon (Modèle Shockley Read et Hall (SRH))**

Ce processus de recombinaison est indirect (Figure 6). En effet, il se produit par l'intermédiaire de niveaux profonds  $E_t$  situés dans la bande interdite et s'accompagne de vibrations de réseau (émission de phonons).

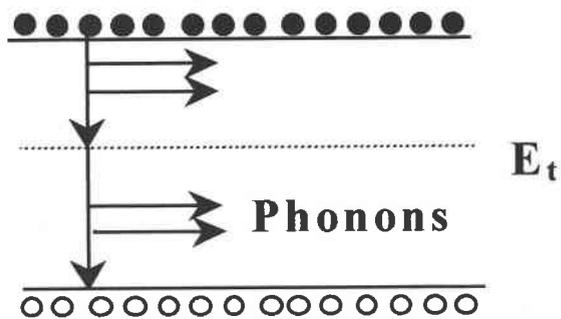


Figure 6 : Processus de recombinaison SRH

### III.2.2 Recombinaison radiative

C'est une transition d'un électron de la bande de conduction à la bande de valence accompagnée de l'émission d'un photon (Figure 7-a). La recombinaison radiative peut aussi se produire par l'intermédiaire de niveaux profonds (Figure 7-b).

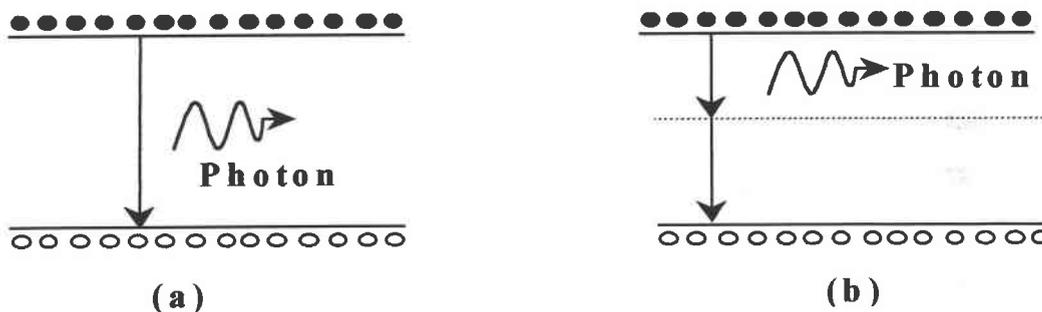


Figure 7 : Processus de recombinaison radiative :

(a) directe, (b) indirecte

### III.2.3 Recombinaison Auger

Dans ce mécanisme un électron se recombine avec un trou de la bande de valence et l'énergie dissipée est gagnée par un troisième porteur. La recombinaison Auger peut être directe (Figure 8-a) ou indirecte (Figure 8-b). La recombinaison Auger indirecte peut se produire lorsque le semi-conducteur est fortement dopé [6].

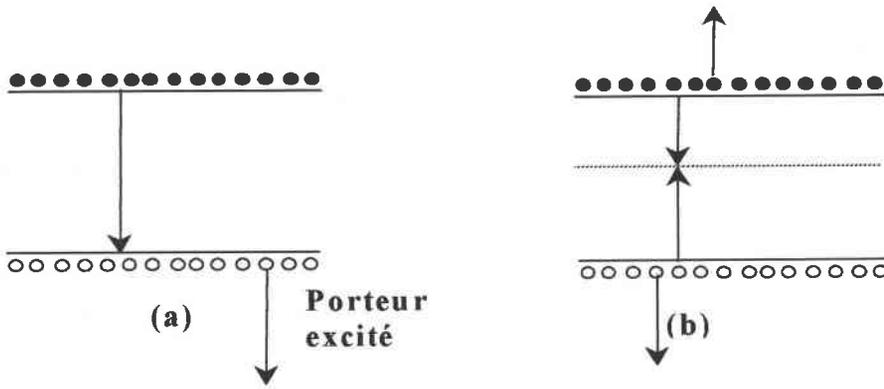


Figure 8: Processus de recombinaison Auger :

(a) directe, (b) indirecte

### III.3 Durées de vie de recombinaison et vitesses de recombinaison en surface

#### III.3.1 Taux de recombinaison résultant SRH et du rée de vie de recombinaison SRH

Le taux de recombinaison résultant  $U$  est défini comme étant le taux de recombinaison total  $R$ , diminué du taux de génération thermique [7]  $G_{th}$  ( $U = R - G_{th}$ ). Avec cette définition le taux de recombinaison résultant est nul en régime permanent et en absence d'injection de porteurs.

Le diagramme de bandes d'un semi-conducteur parfait est constitué d'une bande de valence et d'une bande de conduction séparées par une bande interdite (gap). Lorsque la périodicité du semi-conducteur est perturbée par des atomes étrangers ou des défauts du cristal, des niveaux d'énergie discrets sont introduits dans le gap (Figure 9). De tels défauts se comportent comme des centres de recombinaison dans le cas d'un excès de porteurs dans le semi-conducteur et comme centres de génération dans le cas d'un déficit de porteurs.

Considérons le cas d'un niveau d'impureté d'énergie  $E_t$  et de densité  $N_t$  uniformément distribuée dans le semi-conducteur. Lorsque le centre  $E_t$ , caractérisé par le coefficient de capture des électrons libres  $c_n$ , capture un électron de la bande de conduction (Figure 9-a) deux événements sont possibles. L'électron est réémis dans la bande de conduction, c'est le processus d'émission caractérisé par la vitesse d'émission des électrons libres  $e_n$  (Figure 9-b) ou bien le centre capture un trou de la bande de valence, ce processus sera caractérisé par  $c_p$

(Figure 9-c) . A la fin d'un de ces deux événements le centre se trouve occupé par un trou et de nouveau deux cas se présentent, ou bien il va capturer de nouveau un électron de la bande de conduction (Figure 9-a) ou bien émettre un trou vers la bande de valence (Figure 9-d). Ce processus est caractérisé par sa vitesse d'émission de trous  $e_p$ .

Une recombinaison se produit lorsqu'on assiste à l'événement "a" suivi de "c", la génération se produit lorsque le processus "b" est suivi de "d". Un troisième processus qui n'est ni génération ni recombinaison, est le piégeage. Il se produit lorsque la capture "a" ou "c" est suivie de l'émission "b" ou "d" respectivement. Dans ce cas le porteur revient à la bande ou il a été capturé.

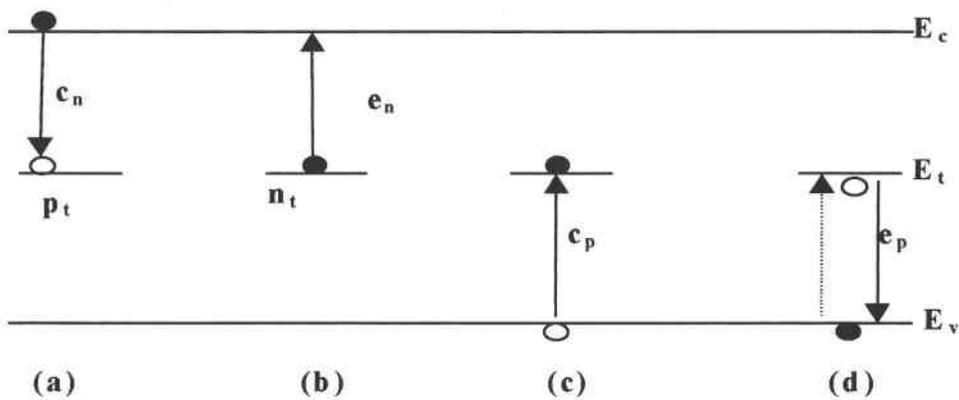


Figure 9: Processus d'émission et de capture dans un semi-conducteur

Une impureté peut se comporter comme un centre de génération-recombinaison, ou comme un piège à porteurs. Ceci dépend de la position du niveau associé à l'impureté dans le gap, et à ses sections efficaces de capture.

Généralement les niveaux qui se trouvent proches du milieu du gap se comportent comme des centres de génération ou de recombinaison, ceux qui sont à proximité des extréma de bandes agissent comme des pièges (donneurs ou accepteurs).

Un centre de génération - recombinaison, sous l'effet d'un éclaircissement ou d'une tension peut se trouver ou bien occupé par des électrons et dans ce cas la densité d'états est  $n_t$  ou bien occupé par des trous et dans ce cas la densité d'états est  $p_t$ . La concentration totale est celle des pièges à trous plus celle des pièges à électrons  $N_t = n_t + p_t$ .

Il est supposé qu'un taux de recombinaison est proportionnel à la concentration excédentaire en porteurs minoritaires ( $\Delta n$ ). Dans un semi-conducteur de type P les porteurs minoritaires sont les électrons [7] :

$$U = \frac{n - n_0}{\tau_n} = \frac{\Delta n}{\tau_n} \quad (\text{I - 1})$$

$n$  : concentration des électrons.

$n_0$  : concentration des électrons à l'équilibre.

$\tau_n$  : durée de vie des porteurs minoritaires en excès.

Nous allons nous intéresser maintenant aux taux de variations de ces mécanismes individuels. Le taux de capture des électrons lié au *mécanisme (a)* doit être proportionnel à la concentration en électrons libres de la bande de conduction et à la concentration en centres de recombinaison qui ne sont pas occupés par les électrons. La concentration en centres inoccupés, situés à un niveau d'énergie  $E_t$ , est donnée par  $N_t(1 - f)$  où  $N_t$  est la concentration totale en centres et  $f$  est la probabilité d'occupation d'un centre par un électron. A l'équilibre thermodynamique  $f$  s'exprime par l'équation :

$$f(E_t) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_t - E_F}{KT}\right)} \quad (\text{I - 2})$$

$T$  : température (K).

$K$  : constante de Boltzmann ( $eVK^{-1}$ ).

$E_F$  : désigne le niveau de Fermi (eV).

Donc le taux de capture du processus (a) s'écrit :

$$r_a = c_n n N_t (1 - f) \quad (\text{I - 3})$$

Où  $c_n = v_{th} \sigma_n$ ,  $v_{th}$  est la vitesse thermique des porteurs,  $\sigma_n$  est la section efficace de capture des électrons, elle est liée à la distance à laquelle doit s'approcher un électron du piège pour être capturé.

Le taux d'émission des électrons (*mécanisme (b)*) doit être proportionnel à la densité de centres occupés par des électrons, d'où :

$$r_b = e_n N_t f \quad (\text{I - 4})$$

Le taux de capture des trous (*mécanisme (c)*) suit, par analogie, la même loi que celle du mécanisme (a). Nous aurons donc :

$$r_c = c_p p N_t f = v_{th} \sigma_p N_t f \quad (I-5)$$

$\sigma_p$ , est la section efficace de capture des trous.

Le facteur  $N_t f$  traduit la concentration en centres occupés par les électrons qui peuvent passer à la bande de valence.

Le taux d'émission des trous (*mécanisme (d)*) est donné par :

$$r_d = e_p N_t (1 - f) \quad (I-6)$$

Les vitesses d'émission  $e_n$  et  $e_p$  peuvent s'exprimer en fonction des coefficients de capture en tenant compte des conditions d'équilibre, pour lesquels aucun mécanisme externe n'intervient. Dans ce cas, les taux des deux mécanismes à partir desquels les transitions à l'intérieur et à l'extérieur de la bande de conduction (respectivement de valence) ont lieu, doivent être égaux. Par conséquent :

$$\begin{cases} r_a = r_b \\ r_c = r_d \end{cases} \quad (I-7)$$

En utilisant les équations correspondantes à ces taux (I - 3; I - 4; I - 5 et I - 6) et en tenant compte des concentrations en électrons et en trous à l'équilibre [1][2][7] :

$$\begin{cases} n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{KT}\right) = n_i \exp\left(-\frac{E_i - E_F}{KT}\right) \\ p = N_v \exp\left(\frac{E_v - E_F}{KT}\right) = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{KT}\right) \end{cases} \quad (I-8)$$

nous obtenons :

$$\begin{cases} e_n = v_{th} \sigma_n N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{KT}\right) = v_{th} \sigma_n n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{KT}\right) \\ e_p = v_{th} \sigma_p N_v \exp\left(\frac{E_v - E_t}{KT}\right) = v_{th} \sigma_p n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{KT}\right) \end{cases} \quad (I-9)$$

Notons que les vitesses d'émission augmentent exponentiellement lorsque le niveau d'énergie  $E_t$  se rapproche des extréma de bandes (bande de conduction pour  $e_n$  et bande de valence pour  $e_p$ ).

Afin de déterminer le taux de recombinaison résultant SRH, nous considérons un cas hors d'équilibre, à titre d'exemple, un semi-conducteur uniformément éclairé avec un taux de génération  $G_l$ . Dans ce cas, en plus des mécanismes (a), (b), (c) et (d) précédents les électrons passent de la bande de valence à celle de conduction sous l'effet de l'éclairement.

En régime permanent, le nombre d'électrons par unité de temps qui atteignent la bande de conduction est le même que le nombre d'électrons qui la quittent, ce qui se traduit par :

$$\frac{dn}{dt} = G_l - (r_a - r_b) = 0 \quad (\text{I - 10})$$

D'une manière analogue, le nombre de trous par unité de temps, qui quittent la bande de valence, est égal au nombre de trous par unité de temps qui y pénètrent, par conséquent :

$$\frac{dp}{dt} = G_l - (r_c - r_d) = 0 \quad (\text{I - 11})$$

En identifiant les deux expressions précédentes nous pouvons écrire :

$$r_a - r_b = r_c - r_d \quad (\text{I - 12})$$

En identifiant les deux expressions correspondantes dans l'équation (I - 12), nous pouvons déterminer la probabilité d'occupation  $f$  des centres dans des conditions de non-équilibre en fonction des concentrations en électrons et en trous. Donc :

$$f = \frac{\sigma_n n + \sigma_p N_v \exp\left(-\frac{E_t - E_v}{KT}\right)}{\sigma_n \left(n + N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{KT}\right)\right) + \sigma_p \left(p + N_v \exp\left(-\frac{E_t - E_v}{KT}\right)\right)} \quad (\text{I - 13})$$

$$= \frac{\sigma_n n + \sigma_p n_i \exp\left(-\frac{E_t - E_i}{KT}\right)}{\sigma_n \left(n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{KT}\right)\right) + \sigma_p \left(p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{KT}\right)\right)}$$

Le taux de recombinaison résultant SRH est donné en régime permanent par :

$$U_{SRH} = r_a - r_b = r_c - r_d \quad (\text{I - 14})$$

Nous pouvons substituer les termes  $r_a$ ,  $r_b$ ,  $r_c$  et  $r_d$  par leurs expressions en tenant compte de l'équation (I - 13) ce qui donne :

$$U_{SRH} = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} N_t (np - n_i^2)}{\sigma_n \left( n + N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{KT}\right) \right) + \sigma_p \left( p + N_v \exp\left(-\frac{E_t - E_v}{KT}\right) \right)} \quad (I - 15)$$

Ou bien :

$$U_{SRH} = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} N_t (np - n_i^2)}{\sigma_n \left( n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{KT}\right) \right) + \sigma_p \left( p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{KT}\right) \right)} \quad (I - 16)$$

Nous déterminerons ainsi la durée de vie SRH. En effet, le taux de recombinaison en volume est défini par l'équation (I - 1) et en utilisant (I - 15) nous déduisons :

$$\tau_{SRH} = \frac{\sigma_p \left( n + N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{KT}\right) \right) + \sigma_n \left( p + N_v \exp\left(-\frac{E_t - E_v}{KT}\right) \right)}{\sigma_n \sigma_p v_{th} N_t (n_0 + p_0 + \Delta n)} \quad (I - 17)$$

Dans l'équation (I - 17) ainsi que dans ce qui suit, nous supposons que  $\Delta n = \Delta p$ .

$\tau_{SRH}$  peut être exprimée sous une forme différente :

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_p \left( n + n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{KT}\right) \right) + \tau_n \left( p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{KT}\right) \right)}{n_0 + p_0 + \Delta n} \quad (I - 18)$$

Où,  $\tau_p = \frac{1}{\sigma_p v_{th} N_t}$  et  $\tau_n = \frac{1}{\sigma_n v_{th} N_t}$ .

$n_0$  et  $p_0$  sont respectivement, les concentrations des électrons libres et des trous.

Cette équation se trouve simplifiée dans les cas de faible et forte injection notés par la suite (FI) et (HI) respectivement.

On dit qu'on est en régime de faible injection lorsque la concentration des porteurs minoritaires est faible comparée à la concentration des majoritaires en équilibre,  $\Delta n \ll p_0$ .

En outre,  $p \gg n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{KT}\right)$  pour des centres recombinants efficaces, c'est-à-dire

éloignés de la bande de valence.  $\tau_{SRH}$ , devient donc [5][7] :  $\tau_{SRH}(FI) \approx \tau_n$ .

Dans le cas de forte injection  $\Delta n \gg p_0$  et l'équation qui donne  $\tau_{SRH}$  se simplifie [5] :

$$\tau_{SRH}(HI) \approx \tau_n + \tau_p.$$

A noter qu'on néglige  $n_0$  devant  $p_0$  pour un semi-conducteur de type P.

### III.3.2 Durée de vie de recombinaison radiative

Dans le cas de la recombinaison radiative, nous devons nous attendre à ce que le taux de recombinaison soit proportionnel aux concentrations en électrons et en trous. Donc pour un semi-conducteur de type P on a [3][5] :

$$R_{rad} = Bnp \quad (I - 19)$$

$B$  est le coefficient de recombinaison radiative.

A l'équilibre,  $R_{rad} = G_{th} = Bn_0p_0$ , d'où le taux de recombinaison résultant :

$$\begin{aligned} U_{rad} &= R_{rad} - G_{th} = B(np - n_0p_0) \\ &= B\Delta n(n_0 + p_0 + \Delta n) \end{aligned} \quad (I - 20)$$

Par conséquent la durée de vie radiative des électrons s'exprime par :

$$\tau_{rad} = \frac{\Delta n}{U_{rad}} = \frac{1}{B(n_0 + p_0 + \Delta n)} \quad (I - 21)$$

Dans le cas de forte injection  $n_0$  et  $p_0$  sont négligeables devant  $\Delta n$ , la durée de vie peut

alors s'écrire [5] :  $\tau_{rad}(HI) \approx \frac{1}{B\Delta n}$ .

En faible injection [5][7] :  $\tau_{rad}(FI) \approx \frac{1}{Bp_0}$ .

### III.3.3 Durée de vie de recombinaison Auger

Comme nous l'avons évoqué auparavant la recombinaison Auger est un processus où l'énergie dissipée est gagnée par un troisième porteur et c'est pour cette raison que le taux de recombinaison résultant est proportionnel à la puissance trois des concentrations en porteurs.

$$R_{Auger} = C_p np^2 + C_n n^2 p \quad (I - 22)$$

$C_p$  et  $C_n$  sont les coefficients de la recombinaison Auger, ces facteurs sont différents des coefficients de capture des électrons et des trous.

A l'équilibre le taux de génération thermique sera égal au taux de recombinaison total:

$R_{Auger} = G_{th} = C_p n_0 p_0^2 + C_n n_0^2 p_0$ , d'où le taux de recombinaison résultant Auger :

$$U_{Auger} = R_{Auger} - G_{th} = C_p (np^2 - n_0 p_0^2) + C_n (n^2 p - n_0^2 p_0) \quad (I - 23)$$

La durée de vie Auger s'écrit alors :

$$\tau_{Auger} = \left[ C_p (p_0^2 + 2p_0 \Delta n + \Delta n^2) + C_n (n_0^2 + 2n_0 \Delta n + \Delta n^2) \right]^{-1} \quad (I - 24)$$

Dans cette équation nous avons négligé les termes en  $n_0$  puisque le semi-conducteur est de type P.

En faible injection l'équation (I - 24) se simplifie en prenant en compte les considérations

relatives à ce régime [5][7] :  $\tau_{auger}(FI) \approx \frac{1}{C_p p_0^2}$ .

En régime de forte injection :  $\tau_{auger}(HI) \approx \frac{1}{(C_p + C_n) \Delta n^2}$ .

### III.3.4 Influences relatives des différents mécanismes de recombinaison sur la durée de vie

- ☼ La recombinaison SRH se produit lorsque des impuretés ou des défauts sont présents dans le semi-conducteur. Puisque les impuretés sont toujours présentes, ce mécanisme est toujours actif et donc toujours pris en compte [5]. Il est particulièrement important pour les semi-conducteurs à gap indirect tels que le silicium (Si), le germanium (Ge) et le phosphore de gallium (GaP). La durée de vie SRH est inversement proportionnelle à la concentration des centres recombinants et des sections efficaces et est indirectement liée à l'énergie des impuretés via les sections efficaces de capture (éq.I - 17). Celles ci sont plus importantes pour des niveaux d'énergies proches du milieu de la bande interdite.
- ☼ La recombinaison radiative, contrairement à la recombinaison SRH, est importante pour des matériaux à gap direct [3][5] comme l'arséniure de gallium (GaAs) et le phosphore d'indium (InP), l'énergie dans ce cas est dissipée sous forme de photons. La recombinaison Auger, quant à elle, peut se produire pour les matériaux à gap direct comme pour ceux à gap indirect pour des matériaux fortement dopés [3][5][8].
- ☼ Les recombinaisons Auger et radiative peuvent aussi se manifester via des niveaux pièges situés dans la bande interdite [5].

### III.3.5 Vitesse de recombinaison en surface

Dans la première partie nous nous sommes intéressés à des centres recombinants uniformément distribués dans le semi-conducteur, or on constate souvent la présence d'états

d'interface. Dans ce cas la recombinaison à l'interface va être plus importante que dans le volume ce qui entraînera une densité de porteurs en excès plus faible dans cette région, et les porteurs diffusent alors du volume vers la surface.

Le taux de recombinaison total en surface est donné par analogie avec le taux de recombinaison résultant SRH [7] :

$$U_s = \frac{\sigma_{ns}\sigma_{ps}v_{th}N_{it}(n_s p_s - n_i^2)}{\sigma_{ns}(n_s + n_{1s}) + \sigma_{ps}(p_s + p_{1s})} = \frac{s_n s_p (n_s p_s - n_i^2)}{s_n (n_s + n_{1s}) + s_{ps} (p_s + p_{1s})} \quad (I - 25)$$

Avec :

$$s_n = \sigma_{ns}v_{th}N_{it} \text{ et } s_p = \sigma_{ps}v_{th}N_{it}; n_{1s} = n_i \exp\left(\frac{E_{it} - E_i}{KT}\right) \text{ et } p_{1s} = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{it}}{KT}\right).$$

La vitesse de recombinaison en surface est définie par la relation [9] :

$$S_r = \frac{U_s}{\Delta n_s} \quad (I - 26)$$

$\Delta n_s$  représentant la concentration excédentaire en électrons libres à la surface.

A partir de l'équation (I - 25), on obtient :

$$S_r = \frac{s_n s_p (p_{s0} + n_{s0} + \Delta n_s)}{s_n (n_{s0} + n_{1s} + \Delta n_s) + s_p (p_{s0} + p_{1s} + \Delta p_s)} \quad (I - 27)$$

L'équation (I - 27) peut aussi s'écrire sous la forme :

$$S_r = \frac{s_n s_p (n_{s0} + p_{s0} + \Delta n_s)}{s_n \left( n_s + n_i \exp\left(\frac{E_{it} - E_i}{KT}\right) \right) + s_p \left( p_s + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_{it}}{KT}\right) \right)} \quad (I - 28)$$

Où,  $p_s = p_{s0} + \Delta p_s$   $n_s = n_{s0} + \Delta n_s$ .

Dans les cas de faible et forte injection respectivement l'équation (I - 27) se simplifie [5][7] :

$$S_r(FI) = s_n \text{ et } S_r(HI) = \frac{s_n s_p}{s_n + s_p}.$$

### III.4 Durée de vie de génération et vitesse de génération en surface

Chaque processus de recombinaison a son équivalent en génération. L'inverse de la recombinaison multiphonon est la génération thermique des paires électron - trou (Figure 10-a). Pour les recombinaisons radiative et Auger, les processus équivalents sont la génération

optique et l'ionisation par impact (Figure 10-b et Figure 10-c respectivement). La génération optique est très faible pour une structure en obscurité. L'ionisation par impact est souvent négligée lorsque le semi-conducteur est soumis à un champ faible par rapport au champ de claquage.

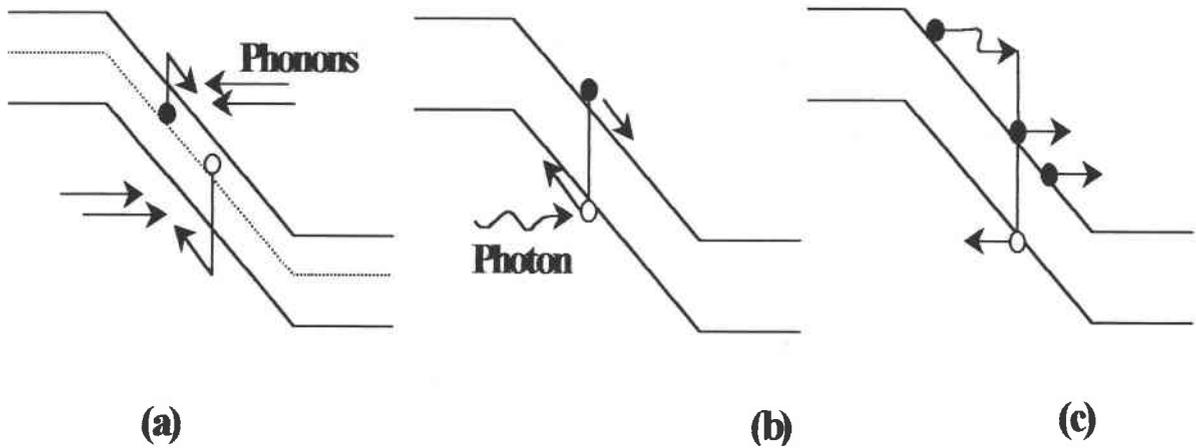


Figure 10: Processus de génération de paires électron - trou:

(a) SRH, (b) optique et (c) ionisation

A partir du taux de génération - recombinaison du modèle SRH (éq. I - 15), on voit bien que lorsque le produit  $pn$  est supérieur à  $n_i^2$  c'est la recombinaison qui domine. D'autre part, plus  $pn$  est faible plus la génération devient prépondérante. Dans le cas limite où  $pn$  tend vers zéro,  $U$  devient négatif et on désigne le taux de génération par [5][9] :

$$G = -U = \frac{n_i^2}{\tau_p n_i \exp\left(\frac{E_t - E_i}{KT}\right) + \tau_n n_i \exp\left(\frac{E_i - E_t}{KT}\right)} = \frac{n_i}{\tau_g} \quad (\text{I - 29})$$

$$\text{Où } \tau_g = \tau_p \exp\left(\frac{E_t - E_i}{KT}\right) + \tau_n \exp\left(-\frac{E_t - E_i}{KT}\right) \quad (\text{I - 30})$$

$pn$  tendant vers zéro est une approximation qui est valable dans la ZCE d'une structure (capacité MOS ou jonction PN polarisée en inverse).

$\tau_g$  est la durée de vie de génération, c'est le temps nécessaire pour créer thermiquement une paire électron trou. Elle est inversement proportionnelle au dopage et à la section efficace de capture des électrons ainsi que celle des trous. En outre, elle dépend exponentiellement du

niveau d'énergie  $E_t$ . La durée de vie de génération est d'autant plus grande que  $E_t$  est différent de  $E_i$ .  $\tau_g$  est liée à la génération SRH, elle est la seule durée de vie usuellement considérée. Les durées de vie de génération optique et d'ionisation sont négligeables [10].

De la même façon qu'on a défini le taux de génération en volume, nous définissons le taux de génération en surface [5][9] :

Lorsque le produit  $p_s n_s$  est inférieur à  $n_i^2$  à la surface,

$$G_s = -U_s = \frac{s_n s_p n_i^2}{s_n n_{1s} + s_p p_{1s}} = S_g n_i \quad (I - 31)$$

Où  $S_g$  est la vitesse de génération en surface:

$$S_g = \frac{s_n s_p}{s_n \exp\left(\frac{E_{it} - E_i}{KT}\right) + s_p \exp\left(-\frac{E_{it} - E_i}{KT}\right)} \quad (I - 32)$$

Pour des états d'interface éloignés de  $E_i$  on trouve à partir des équations (I - 28) et (I - 32)

$$S_r > S_g.$$

### ***III.5 Processus de génération thermique des porteurs minoritaires***

Dans le paragraphe précédent, nous avons abordé les différentes durées de vie de génération et de recombinaison ainsi que les vitesses de recombinaison en surface qui caractérisent les processus de recombinaison à l'équilibre d'une structure MOS se trouvant en un état hors d'équilibre. Dans ce qui suit, nous allons identifier les différents mécanismes de génération des porteurs minoritaires qui permettent à une structure MOS type P, polarisée en régime transitoire de déplétion profonde et gardée en obscurité à retrouver son état d'équilibre qui est le régime d'inversion.

Généralement, on distingue cinq composantes de génération thermique [5][9][10] qui participent à l'établissement du régime d'inversion. Elles sont réparties selon la localisation spatiale, dans le substrat semi-conducteur où elles peuvent se produire. Ces processus sont caractérisés par leurs taux de génération notés  $G_x$  correspondant à la variation en fonction du temps de la charge dans la zone d'inversion, ils sont exprimés en  $FVs^{-1}$  (Figure 11).

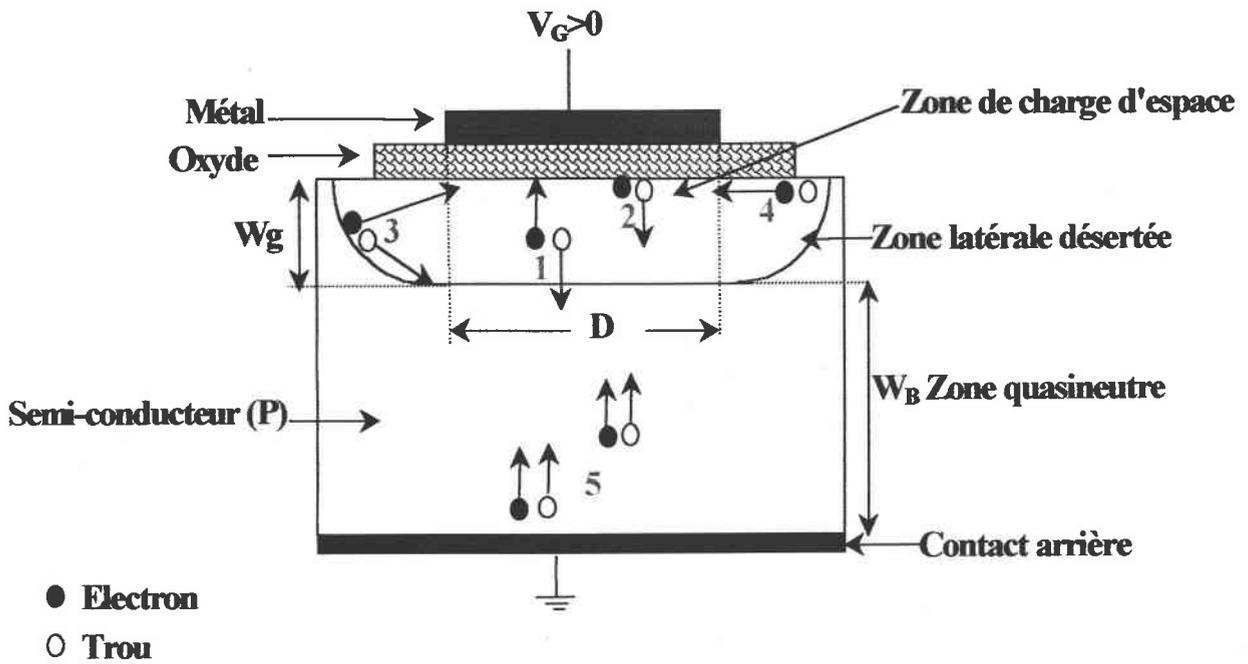


Figure 11: Schéma illustrant les processus de génération

1. Génération en volume de la zone de charge d'espace (ZCE). S'exprime:

$$G_b = \frac{qn_i AW_g}{\tau_g} \quad (\text{I - 33})$$

$A$  : aire de la grille ( $\text{cm}^2$ ).

$W_g$  : largeur de la ZCE ( $\text{cm}$ ), elle est fonction de la capacité de la structure.

$\tau_g$  : durée de vie de génération ( $\text{s}$ ).

2. Génération à l'interface oxyde semi-conducteur sous la grille dans la ZCE. Son taux est donné par l'équation :

$$G_s = qn_i AS_g \quad (\text{I - 34})$$

$S_g$  : vitesse de génération en surface ( $\text{cms}^{-1}$ ).

3. Génération en volume de la région latérale de la ZCE :

$$G_{bl} = \frac{qn_i W_g^2 P \pi}{4 \tau_g} \quad (\text{I - 35})$$

$P$  : périmètre de la région latérale de la ZCE, il est donné par l'équation :  $P = 4D$ , dans le cas d'une structure carrée, où  $D$  est la longueur de la grille.

4. Génération en surface dans la région latérale de la ZCE :

$$G_{sl} = qn_i S_g W_g P \quad (I-36)$$

5. Génération dans la région quasi neutre du substrat semi-conducteur, à partir du contact arrière :

$$G_n = \frac{qn_i^2 AD_n}{N_a L'_n} \quad (I-37)$$

$D_n$  : constante de diffusion ( $cm^2 s^{-1}$ ).

$L'_n$  : longueur effective de diffusion ( $cm$ ).

$N_a$  : dopage du semi-conducteur ( $cm^{-3}$ ).

Les taux évoqués auparavant représentent la variation de charges générées par unité de surface de la grille. En ce qui concerne le cinquième mécanisme, il est souvent négligé vu sa dépendance en fonction du carré de la concentration intrinsèque  $n_i$ , qui ne devient prépondérante qu'aux hautes températures, mais il peut être important et même prépondérant à température ambiante quand le niveau de dopage dans le substrat semi-conducteur est faible. Les méthodes impulsionnelles [9] sont les méthodes souvent utilisées pour déterminer les constantes relatives aux taux de génération évoqués auparavant, à savoir  $\tau_g$ ,  $S_r$  et  $L_n$ . Ceci est dû à plusieurs facteurs dont on cite : la simplicité des procédures et la facilité de réalisation. Un nombre assez important de ces méthodes utilise les mesures de réponses transitoires de capacité en fonction du temps enregistrées pour des structures MOS maintenues en obscurité et polarisées en déplétion profonde.

Nous allons dans le chapitre suivant détailler des méthodes de détermination des paramètres de génération - recombinaison basées sur les mesures des transitoires de capacité en fonction du temps. Ainsi nous donnerons l'équation reliant la capacité à la largeur de la ZCE et les équations reliant la capacité en fonction du temps, selon la dominance d'un processus par rapport aux autres.

## **IV CONCLUSION**

Après une brève description du fonctionnement des dispositifs à transfert de charges, nous avons rappelé les principaux paramètres qui décrivent les performances électro-optiques de ces composants, dont nous retiendrons plus spécialement les courants d'obscurité. La deuxième partie de ce paragraphe a été destinée à la description des processus de génération des porteurs minoritaires et des durées de vie qui leurs sont associées. Finalement, nous avons donné les différents taux de génération thermique des porteurs minoritaires qui permettent à une structure MOS en régime de déplétion profonde et en obscurité d'atteindre le régime d'inversion.

Ces taux nous seront utiles par la suite dans notre étude des réponses transitoires de capacité en fonction du temps ainsi qu'en spectroscopie DLTS.

## ***CHAPITRE.II***

# ***METHODES D'ANALYSE DES STRUCTURES MOS ET BANCS DE MESURES***

## I INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser à la caractérisation des structures MOS en utilisant principalement des méthodes basées sur des mesures de capacité en fonction de la tension et du temps. Toutes ces méthodes sont applicables aux capacités MOS, or nous disposons en plus de condensateurs PMOS, de transistors NMOSFETs. Nous allons considérer en première approximation que ces méthodes sont applicables aussi aux transistors étant donné que les dimensions des grilles sont importantes (aire=400×400μm<sup>2</sup>). Par comparaison avec les résultats obtenus sur les capacités MOS, nous vérifierons au chapitre suivant la validité de notre hypothèse.

Dans la première partie, nous allons présenter les principes de mesures de la capacité en fonction de la tension en haute fréquence et en quasi-statique. Ensuite, nous présenterons les formules et méthodes utilisant ces mesures et qui permettent de déterminer les principaux paramètres électriques des structures. On cite à titre d'exemple : le dopage  $N_a$ , la tension de bandes plates  $V_{FB}$  et la tension de seuil  $V_{th}$  ....

La deuxième partie du chapitre sera consacrée à la présentation de la spectroscopie transitoire des niveaux profonds (DLTS). Il s'agit d'une technique très utile pour caractériser les niveaux profonds électriquement actifs dans la bande interdite du semi-conducteur. En effet, elle permet de déterminer les énergies d'activation des défauts, leur section efficace de capture ainsi que leur densité. La DLTS est aussi utilisée pour caractériser les états d'interface, elle donne la distribution de ces états en fonction de l'énergie, et peut aussi être un moyen très utile pour étudier les propriétés de génération des porteurs minoritaires.

Dans le troisième paragraphe, nous allons présenter la méthode de Zerbst qui sert à déterminer la durée de vie effective de génération, ainsi qu'une autre technique qui donne la longueur de diffusion à partir des mesures de la capacité en fonction du temps. Nous présenterons aussi une nouvelle méthode combinant la DLTS et les signaux transitoires de capacité, qui permet de déterminer les paramètres responsables de la génération des porteurs minoritaires dans les capacités MOS.

Le dernier paragraphe est destiné à la description des bancs de mesures qui ont été utilisés lors de cette étude.

## II ANALYSE PAR MESURES CAPACITE – TENSION C(V)

Les mesures de la capacité haute fréquence en fonction de la tension C(V) sont régulièrement utilisées, car elles permettent de déterminer plusieurs paramètres caractéristiques des structures tests sans les détruire. Les mesures C(V) quasi-statiques sont elles aussi, très utiles car elles permettent, principalement, de juger de la qualité des structures étudiées. Ces mesures sont utilisables pour éliminer la contribution des états d'interface, lorsqu'ils sont présents dans la détermination du profil de dopage [9][14] et permettent aussi de déterminer leur densité [9][13][15].

### II.1 Principe et banc de mesures C(V) haute fréquence

#### II.1.1 Principe de mesure

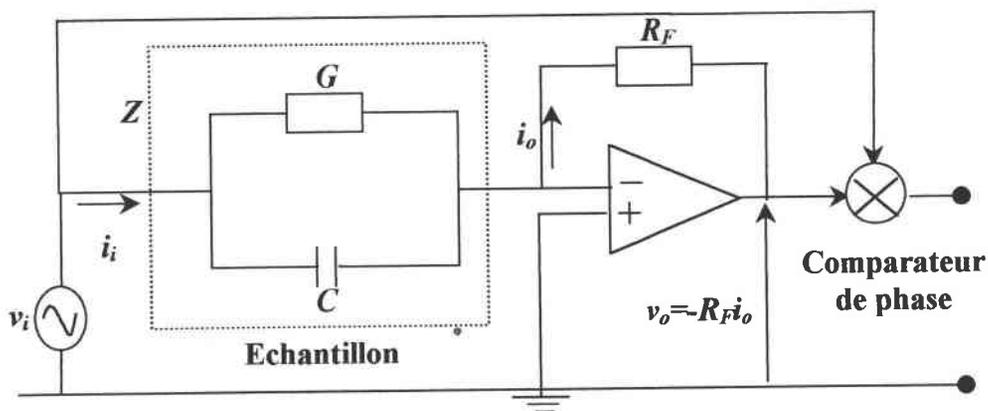


Figure 1 : Représentation schématique d'un impédance-mètre

Le principe de mesure de la capacité haute fréquence en fonction de la tension est le suivant : On applique un signal alternatif  $v_i$  au composant sous test et on mesure l'impédance  $Z$  du rapport de  $v_i$  au courant  $i_i$  qui circule dans la structure. Un amplificateur opérationnel muni d'une résistance de contre réaction  $R_F$  sert à convertir le courant en tension. En supposant l'amplificateur idéal, le courant circulant dans la structure sera égal à celui qui traverse la résistance  $R_F$  ( $i_o$ ).

$$i_i = \frac{v_i}{Z} \text{ et } i_i = i_o = -\frac{v_o}{R_F} \Rightarrow Z = -\frac{v_i R_F}{v_o} \quad (\text{II - 1})$$

L'impédance complexe  $Z$  peut s'exprimer en fonction de la capacité et de la conductance :

$$Z = \frac{G}{G^2 + (\omega C)^2} - j\omega \frac{C}{G^2 + (\omega C)^2} \quad (\text{II} - 2)$$

$v_o$  et  $v_i$  sont connectés à un comparateur de phase, ainsi la conductance est obtenue lorsque l'angle de phase est nul. La capacité est obtenue lorsque l'angle de phase est égal à  $\frac{\pi}{2}$ .

## II.2 Principe des mesures $C(V)$ Quasi-statiques

Dans ce paragraphe nous allons expliquer le principe des deux méthodes que nous avons utilisé pour mesurer la capacité quasi-statique.

### II.2.1 Principe de la méthode de la rampe

La méthode de la rampe initiée par Kuhn, Castagné et Kerr [1] (Figure 2) est souvent appliquée pour effectuer des mesures  $C(V)$  quasi-statiques. Elle consiste à enregistrer le courant de charge de la structure, obtenu en appliquant une rampe de tension de pente  $\frac{dV}{dt}$  constante. Le courant de déplacement mesuré est exprimé par l'équation :

$$i(t) = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dV} \frac{dV}{dt} = \frac{dV}{dt} C_{LF}(V) \quad (\text{II} - 3)$$

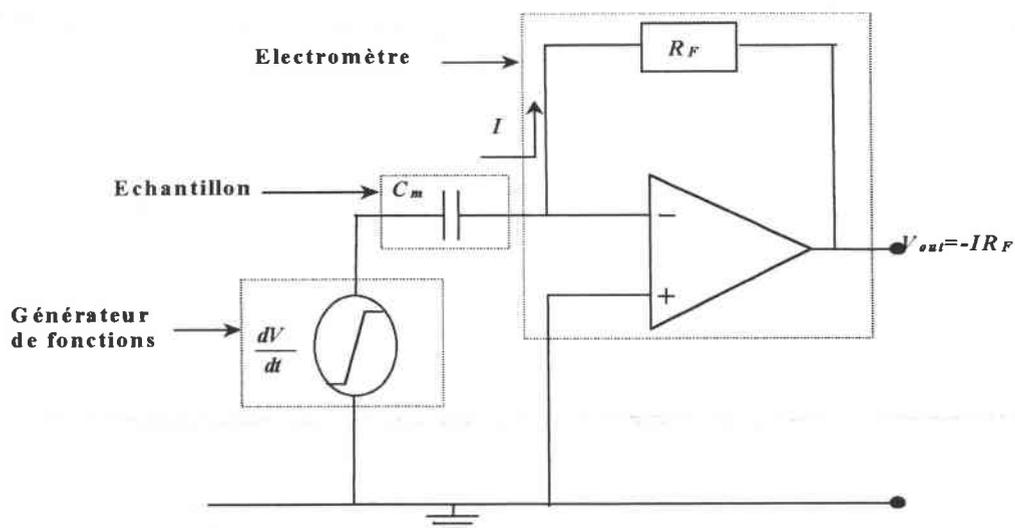


Figure 2 : Principe de la méthode de la rampe

La caractéristique quasi-statique  $C_{LF}(V)$  doit être mesurée dans des conditions telles que la structure soit à tout instant en régime d'équilibre, en particulier que les états d'interface et éventuellement la couche d'inversion aient le temps d'ajuster leurs charges au rythme de la variation de polarisation.

### II.2.2 Principe de la méthode de rétroaction

La Figure 3 présente le schéma de principe de la méthode de rétroaction [16][17]. Dans cette méthode, la charge qui se crée dans la structure MOS sous l'effet de l'échelon de tension appliqué, est récupérée à la sortie par la capacité de contre réaction  $C_F$ .

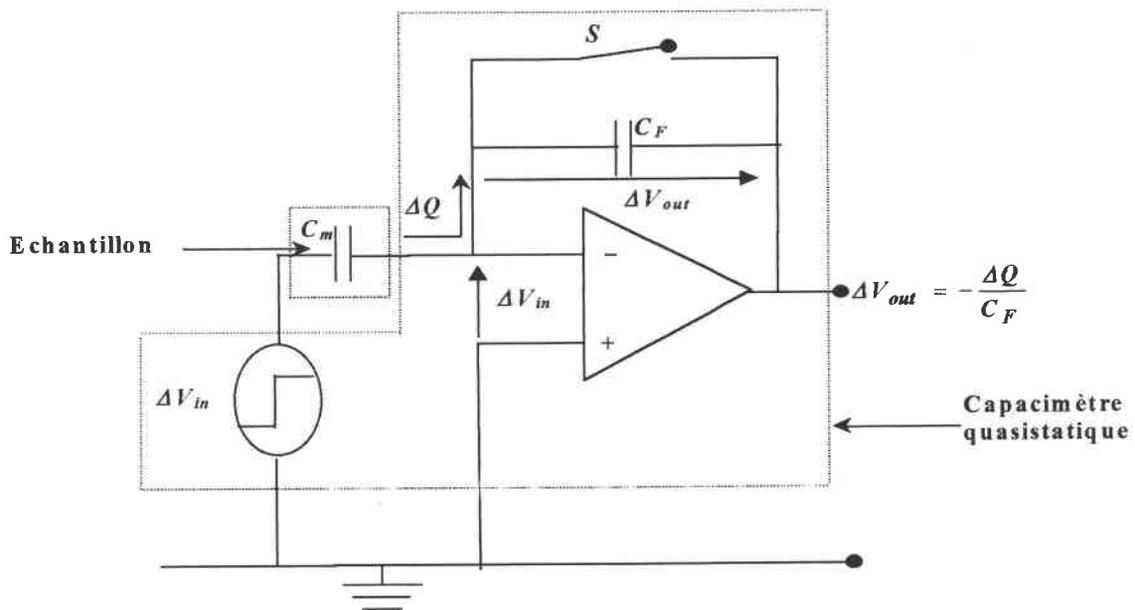


Figure 3 : Principe de la méthode de rétroaction

Initialement la capacité de rétroaction  $C_F$  est déchargée par l'intermédiaire de l'interrupteur  $S$  connecté en parallèle avec elle. A chaque front montant de la tension, l'interrupteur est ouvert. Une charge transférée depuis l'entrée du montage intégrateur induit une variation de tension à la sortie  $\Delta V_{out}$ , donnée par l'équation suivante :

$$\Delta V_{out} = -\frac{\Delta Q}{C_F} \quad (\text{II} - 4)$$

Lorsque la tension d'entrée varie de  $\Delta V_{in}$ , la variation de charge dans l'échantillon ( $\Delta Q$ ), se trouve transmise à l'entrée du montage intégrateur ce qui introduit un changement sur la

tension de sortie. Cette charge est proportionnelle à la valeur de la capacité de l'échantillon ( $C_m$ ) :  $\Delta Q = -C_m \Delta V_{in}$ .

La mesure de la tension de sortie ( $\Delta V_{out}$ ) permet donc de calculer cette capacité  $C_m$  par la relation suivante :

$$C_m = \frac{\Delta Q}{\Delta V_{in}} = -\frac{C_F \Delta V_{out}}{\Delta V_{in}} \quad (\text{II - 5})$$

### II.2.3 Comparaison entre la méthode de rétroaction et la méthode de la rampe

L'incapacité de distinction entre le courant de déplacement et d'autres sources de courant (courant dû à des fuites ou à une mesure faite sur une structure hors équilibre) est une des principales limitations de la méthode de la rampe lorsque les structures sous tests présentent des courants de fuite importants ou lorsque la rampe de tension est lente.

La méthode de la rampe présente d'autres limitations :

- ⊗ Le circuit de mesure est un étage différentiateur (Figure 2), et donc, un bruit existant peut être amplifié.
- ⊗ Dans cette méthode le gain diminue si la fréquence diminue (Figure 4) et, étant donné que les signaux utilisés dans les mesures C(V) quasi-statiques ont des fréquences de l'ordre du hertz, le rapport signal sur bruit se trouve réduit.

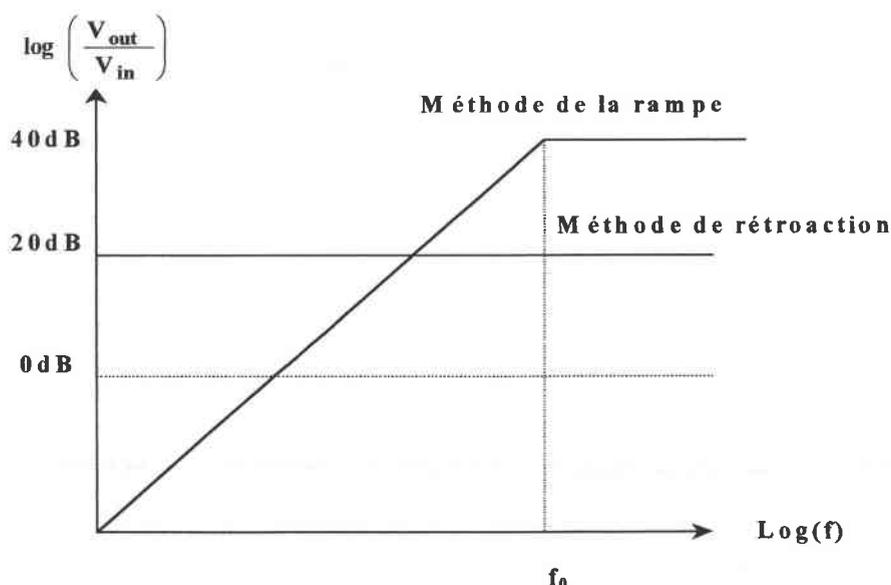


Figure 4: Réponse en fréquence des deux méthodes de mesure

- ⊗ La dépendance en fréquence de ce gain fait que les mesures sont particulièrement sensibles aux interférences de hautes fréquences.
- ⊗ De plus dans ces mesures il faut mettre une résistance  $R_f$  très élevée pour amplifier les faibles courants à mesurer. Ceci implique des constantes de temps très grandes.

La méthode de rétroaction surmonte quelques-unes de ces limitations. Parmi ses principales caractéristiques :

- ⊗ C'est la charge qui est mesurée au lieu du courant dans la méthode de la rampe. Des courants circulant dans l'intégrateur peuvent être mesurés indépendamment de la capacité en utilisant le rapport de la charge par le temps  $\frac{Q}{t}$ .
- ⊗ Les mesures de capacité peuvent être corrigées des erreurs dues à ces courants, lorsqu'ils ne sont pas dus à une situation de non équilibre [18]. La mesure doit être refaite s'il s'avère que les courants ne sont pas constants, car c'est une preuve que la structure n'était pas en équilibre lors de la mesure
- ⊗ La méthode de rétroaction permet de faire des mesures à des fréquences effectives très faibles. Un temps de retard entre deux impulsions ou deux sauts de tension de 200s correspond à une fréquence de 0,05Hz. Si en plus on utilise un pas de 10mV ce temps de retard est alors équivalent à une vitesse de balayage de 0,05mV/s.
- ⊗ Le gain est constant en fonction de la fréquence (Figure 4). Le rapport signal sur bruit ne diminue donc pas lorsque le temps de mesure devient important.

### ***II.3 Détermination des paramètres physiques du semi-conducteur à partir des mesures $C(V)$***

Dans ce paragraphe, nous allons rappeler les équations théoriques et les méthodes de calcul des principaux paramètres caractéristiques pour des capacités MOS type P.

#### **II.3.1 Epaisseur d'oxyde**

La capacité haute fréquence mesurée  $C_m$  est équivalente à la mise en série de la capacité de l'oxyde  $C_{ox}$  avec celle du semi-conducteur  $C_{sc}$ .

$$\frac{1}{C_m} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{sc}} \quad (\text{II - 6})$$

En régime d'accumulation, la capacité du semi-conducteur devient très importante (Annexe A), son inverse devient négligeable devant  $\frac{1}{C_{ox}}$ , l'équation (II - 6) se simplifiera donc pour

donner :

$$C_m(acc) = C_{ox} \quad (II - 7)$$

Ainsi nous pouvons déterminer l'épaisseur d'oxyde  $T_{ox}$  à partir de la valeur de la capacité en accumulation :

$$T_{ox} = \frac{\epsilon_{ox} A}{C_{ox}} = \frac{\epsilon_{ox} A}{C_m(acc)} \quad (II - 8)$$

Avec  $\epsilon_{ox}$  : la permittivité de l'oxyde ( $Fcm^{-1}$ ) et  $A$  : l'aire de la grille ( $cm^2$ ).

Dans certains cas particuliers, la capacité haute fréquence en régime d'accumulation n'atteint pas la valeur de la capacité d'oxyde, des fois elle peut la dépasser. La réponse de la capacité varie ainsi avec la fréquence du signal alternatif qu'on superpose à la polarisation continue pour faire la mesure C(V). Ce phénomène est connu sous le nom de dispersion fréquentielle de la capacité en régime d'accumulation. Plusieurs effets peuvent en être la cause. Nous discuterons des principaux effets dans le chapitre suivant.

### II.3.2 Niveau de dopage

Le niveau de dopage peut être déterminé à partir des mesures C(V) haute et basse fréquence de différentes façons [19]-[26]. Nous allons présenter deux méthodes qui sont régulièrement utilisées pour donner le niveau de dopage dans les capacités MOS.

#### II.3.2.1 Méthode $\frac{C_{min}}{C_{max}}$

En régime de forte inversion (Annexe A), la capacité de la structure MOS mesurée en haute fréquence se stabilise à une valeur constante qu'on note  $C_{min}$ , parce que la zone de charge d'espace dans le semi-conducteur atteint son élargissement maximal  $W_{max}$  exprimé par l'équation :

$$W_{max} = \sqrt{\frac{4\epsilon_{sc}KT}{q^2 N_a} \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right)} \quad (\text{II - 9})$$

$q$  : la charge électronique (C).

$\epsilon_{sc}$  : la constante diélectrique du semi-conducteur ( $Fcm^{-1}$ ).

$K = 8,6171 \times 10^{-5} eVK^{-1}$  : la constante de Boltzmann.

$T$  : la température (K).

$n_i$  : la concentration intrinsèque, elle est égale à  $1,45 \times 10^{10} cm^{-3}$  à température ambiante pour le silicium.

En utilisant les équations (II - 6), et (II - 7), le rapport  $\frac{C_{max}}{C_{min}}$ , où  $C_{max}$  est la capacité maximale en régime d'accumulation, s'écrit :

$$\frac{C_{max}}{C_{min}} = \frac{C_{ox}}{C_{min}} = 1 + \frac{C_{ox}}{C_{sc,min}} \quad (\text{II - 10})$$

$C_{sc,min}$  est la capacité du semi-conducteur en régime de forte inversion donnée par :

$$C_{sc,min} = \frac{\epsilon_{sc}A}{W_{max}} = \frac{\epsilon_{sc}A}{\sqrt{\frac{4\epsilon_{sc}KT}{q^2 N_a} \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right)}} \quad (\text{II - 11})$$

Si on remplace dans l'équation (II - 10)  $C_{sc,min}$  par son expression, on aboutit à l'équation [9][10][27] suivante :

$$4C_{ox}^2KT \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) - q^2\epsilon_{sc}A^2N_a\left(\frac{C_{ox}}{C_{min}} - 1\right)^2 = 0 \quad (\text{II - 12})$$

L'équation (II - 12) est une fonction non linéaire du dopage, nous devons donc faire un calcul numérique pour déterminer  $N_a$ .

### II.3.2.2 Profil de dopage

La capacité est définie comme étant la variation de charge induite dans le semi-conducteur sous l'effet d'une variation de tension appliquée sur le métal :

$$C_m = -\frac{dQ_{sc}}{dV_G} \quad (\text{II - 13})$$

où

$V_G$ : la tension de grille (V).

$dQ_{sc}$  est donnée par l'équation :

$$\frac{dQ_{sc}}{dV_G} = -qAN_a(W)\frac{dW}{dV_G} \quad (\text{II - 14})$$

La capacité d'une structure MOS consiste en la mise en série de la capacité d'oxyde et de la capacité du semi-conducteur. En régime de déplétion (Annexe A), elle s'exprime par l'équation :

$$C_m = \left( \frac{1}{C_{ox}} + \frac{W}{\epsilon_{sc}A} \right)^{-1} \quad (\text{II - 15})$$

En dérivant l'expression (II - 15) par rapport à la tension et en substituant  $\frac{dW}{dV_G}$  dans (II - 14),

on obtient :

$$N_a(W) = -\frac{C_m^3}{qA^2\epsilon_{sc}\frac{dC_m}{dV_G}} \quad (\text{II - 16})$$

L'équation (II - 16) peut s'écrire aussi sous la forme [10] :

$$N_a(W) = \frac{2}{q\epsilon_{sc}A^2} \frac{1}{\frac{d}{dV_G} \left( \frac{1}{C_m^2} \right)} \quad (\text{II - 17})$$

A partir de l'équation (II - 15) nous déduisons l'expression de la largeur de la zone de charge d'espace :

$$W = \epsilon_{sc}A \left( \frac{1}{C_m} - \frac{1}{C_{ox}} \right) \quad (\text{II - 18})$$

Dans le cas d'un dopage uniforme, nous pouvons déterminer le niveau de dopage à partir de la pente  $\frac{dC_m}{dV_G}$  ou bien à partir de la pente de la caractéristique  $\frac{I}{C_m^2} = f(V_G)$ .

L'équation (II - 17) est valable dans le cas où la densité d'états d'interface serait négligeable. Dans le cas contraire, Brews [14] a démontré qu'il faut multiplier l'équation précédente par le

facteur  $\left( \frac{1 - \frac{C_{LF}}{C_{ox}}}{1 - \frac{C_m}{C_{ox}}} \right)$ . Ce qui donne :

$$N_a(W) = \frac{2}{q\epsilon_{sc}A^2} \left( \frac{1 - \frac{C_{LF}}{C_{ox}}}{1 - \frac{C_m}{C_{ox}}} \right) \frac{I}{dV_G \left( \frac{I}{C_m^2} \right)} \quad (\text{II - 19})$$

Où  $C_{LF}$  est la capacité mesurée à basses fréquences.  $W$  est toujours exprimée par l'équation (II - 18).

### II.3.3 Travail de sortie

La différence de potentiel grille - substrat  $\Phi_{ms}$  (Figure 5) est un paramètre important à déterminer car elle affecte la tension de seuil  $V_{th}$  et la tension de bandes plates  $V_{FB}$  de la capacité MOS.

La Figure 5 représente le diagramme de bandes d'une capacité PMOS. Dans cette figure nous avons supposé qu'il n'y a pas de charges dans l'oxyde pour le régime de bandes plates ( $V_G = V_{FB}$ ).

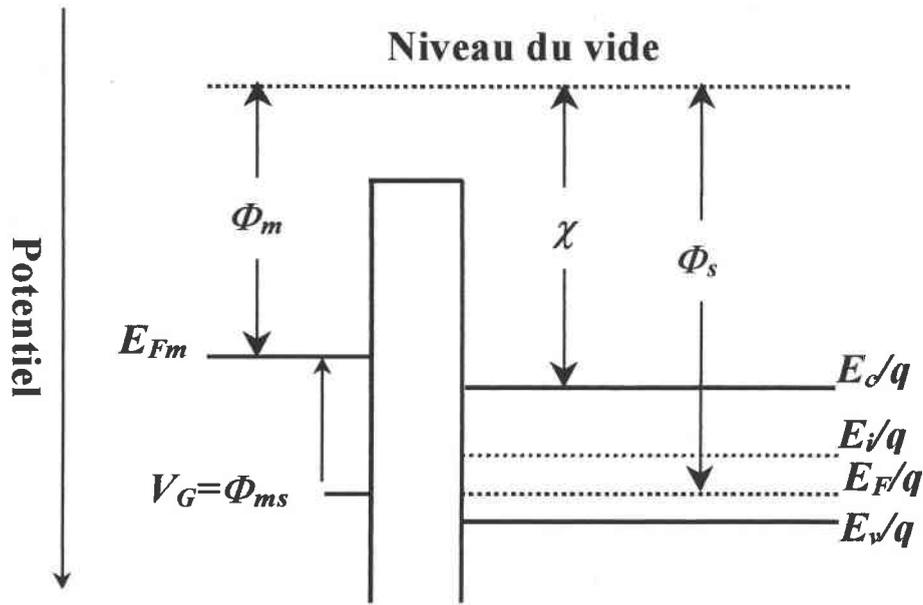


Figure 5: Diagramme de potentiels d'une capacité PMOS

D'après le diagramme ci dessus nous déduisons facilement l'expression de  $\Phi_{ms}$  :

$$\Phi_{ms} = \Phi_m - \Phi_s = \Phi_m - \left( \chi + \frac{E_c - E_F}{q} \right) \quad (\text{II} - 20)$$

$\chi$  : l'affinité électronique (V).

$\Phi_m$  : le travail de sortie du métal (V).

Dans le cas d'un semi-conducteur type P le niveau de Fermi se situe dans la partie inférieure de la bande interdite.

$E_c - E_F$  s'écrit donc :  $E_c - E_F = \frac{E_g}{2} + \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right)$ , l'équation (II - 20) devient donc :

$$\Phi_{ms} = \Phi_m - \chi - \frac{E_g}{2} - \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) \quad (\text{II} - 21)$$

$E_g$  : l'énergie de la bande interdite ou gap du semi-conducteur (eV).

De l'expression (II - 21) on déduit que  $\Phi_{ms}$  dépend non seulement des travaux de sortie de la grille et du substrat mais aussi du niveau de dopage du substrat.

Dans le cas où la grille serait faite de  $n^+$  - polysilicium, l'affinité électronique sera la même que dans le substrat ( $\Phi_m = \chi$ ), l'équation (II - 21) devient donc [10] :

$$\Phi_{ms} = -\frac{E_g}{2} - \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) \quad (\text{II} - 22)$$

### II.3.4 Tension de bandes plates

⊛ La tension de bandes plates [9][10][13][25] correspond à la tension pour laquelle les extréma de bandes deviennent parfaitement plates, cette tension est égale à  $\Phi_{ms}$  dans le cas d'une structure MOS idéale. Dans une structure réelle, il existe des charges dans l'oxyde, et des charges à l'interface oxyde-semi-conducteur, la tension de bandes plates s'écartera donc de  $\Phi_{ms}$ . La capacité de bandes plates mesurée  $C_{FBm}$ , est donnée par l'équation :

$$\frac{1}{C_{FBm}} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{FBD}} \quad (\text{II} - 23)$$

Avec :

$$C_{FBD} = \frac{\sqrt{2}\epsilon_{sc}A}{L_D} : \text{la capacité du semi-conducteur à la tension de bandes plates (F)}.$$

$$L_D = \sqrt{\frac{2KT\epsilon_{sc}}{q^2N_a}} : \text{la longueur de Debye (cm)}.$$

Ce qui donne pour  $C_{FBm}$  la relation suivante :

$$C_{FBm} = \left( \frac{T_{ox}}{\epsilon_{ox}A} + \frac{1}{A} \sqrt{\frac{KT}{q^2N_a\epsilon_{sc}}} \right)^{-1} \quad (\text{II} - 24)$$

La tension correspondant à la valeur de  $C_{FBm}$  sur la caractéristique expérimentale, est donc la tension de bandes plates  $V_{FB}$  recherchée.

⊛ Nous pouvons aussi déterminer la tension de bandes plates en comparant une courbe C(V) théorique avec une courbe expérimentale. La courbe théorique est simulée en supposant que la capacité MOS ne présente ni états d'interface ni pièges dans l'oxyde. Le décalage entre les deux caractéristiques donne la tension  $V_{FB}$ .

### II.3.5 Tension de seuil

Une fois que la tension de bandes plates est déterminée, la tension de seuil  $V_{th}$  peut être déduite. En effet [27] :

$$V_{th} = V_{FB} + \Psi_{inv} + V_{ox} \quad (\text{II} - 25)$$

$$\Psi_{inv} = \frac{2KT}{q} \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) : \text{est le potentiel de surface en régime d'inversion (V).}$$

$V_{ox}$  : chute de tension due à l'oxyde (V).

$$V_{th} = V_{FB} + \frac{2KT}{q} \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) + \frac{\epsilon_{sc} q A^2 N_a}{C_{ox}} \left( \frac{C_{ox} - C_{inv}}{C_{ox} C_{inv}} \right) \quad (\text{II} - 26)$$

$C_{inv}$  : capacité d'inversion mesurée (F).

Une deuxième façon de déterminer la tension de seuil à partir des mesures C(V) existe. Elle consiste à déterminer en premier la tension de mid-gap [28]. Le potentiel de surface équivalent à la tension de seuil est égal à deux fois le potentiel de surface au mid-gap [28],  $\Psi_s(V_{th}) = 2\Psi_s(V_{MG})$ . La tension de seuil peut donc être relevée sur la caractéristique  $\Psi_s(V_G)$ . L'inconvénient de cette méthode est qu'elle demande à la fois la connaissance de  $\Psi_s(V_G)$  et la détermination de la tension de mid-gap, ce qui la rend lente.

### II.3.6 Charges fixes dans l'oxyde

Les charges fixes dans l'oxyde  $Q_f$ , se situent dans une zone très proche de l'interface oxyde-semi-conducteur. Il est possible de déterminer la quantité de ces charges si on connaît la tension de bandes plates, le travail de sortie et la capacité d'oxyde. En effet,  $Q_f$  s'exprime par l'équation [12] :

$$Q_f = (\Phi_{ms} - V_{FB})C_{ox} \quad (\text{II} - 27)$$

## II.4 Etats d'interface

### II.4.1 Historique

Le terme " Etats de surface" a été utilisé pour la première fois par Tamm [11] en 1932. Il a remarqué que de nouveaux niveaux d'énergie sont introduits lorsque les dimensions de la structure ne sont pas assez importantes pour qu'elles soient considérées comme infinies. Ces nouveaux états sont confinés à la surface du cristal. Bardeen [11] a, par la suite, expliqué des résultats expérimentaux obtenus sur des contacts métal semi-conducteur par la présence d'états de surface.

Actuellement, il est admis que les états d'interface jouent un rôle capital, souvent néfaste, dans le comportement des dispositifs à semi-conducteur. Dans le cas des CCD, par exemple, ils affectent l'efficacité de transfert des charges, par piégeage des charges utiles. En raison de ces états d'interface, une nouvelle génération de CCD est apparue, il s'agit des CCD à canal enterré ou **BCCD** (*Buried Channel* CCD). Dans ces composants, une zone de dopage différent de celui du substrat est implantée à l'interface oxyde-semi-conducteur pour que le stockage des charges ait lieu en volume.

### II.4.2 Définition d'un état de surface

- ⊗ Un état de surface (interface) est un état électronique, localisé à la surface (l'interface). Il possède les propriétés suivantes:
  - Il peut émettre ou piéger des porteurs.
  - Son niveau d'énergie est localisé dans la bande interdite ou même dans une des bandes (de valence ou de conduction) mais seuls les niveaux existant dans la bande interdite ou juste au-dessus ou en dessous des extréma de bandes sont capables d'être chargés ou déchargés avec l'application d'une tension. Cette variation de charge induit une contribution capacitive qui modifie le comportement de la structure étudiée.
  - Il peut se comporter comme un état donneur ou accepteur.
- ⊗ Un état de surface est **caractérisé** par :
  - Son niveau d'énergie  $E_{it}$  dans la bande interdite du semi-conducteur.
  - La section efficace de capture des électrons  $\sigma_n$  ou des trous  $\sigma_p$ .
- ⊗ Dans le cas d'une distribution continue, deux paramètres définissent les états d'interface :
  - La densité d'états d'interface  $D_{it}$  ( $cm^{-2}eV^{-1}$ ).

- Le nombre d'états de surface par unité de surface  $N_{it}$  ( $cm^{-2}$ ),  $N_{it} = \int D_{it} dE$ .

Les états d'interface sont omniprésents dans les dispositifs à semi-conducteur malgré le développement technologique qu'a connu le domaine de conception de ces dispositifs du fait de leur origine physique, une fois toute imperfection disparue.

⊗ La détermination de la densité des états d'interface  $D_{it}$  a été largement étudiée et différentes méthodes ont été développées dans ce but :

- Les méthodes capacitives qui utilisent des mesures de la capacité en fonction de la tension à basse ou à haute fréquence (Annexe B) [12][13].
- Les méthodes de la conductance basées principalement sur des mesures de la conductance en fonction de la fréquence et de la tension [13].
- La méthode DLTS, [9][12] et bien d'autres mesures (I(V), Q(V)...).

Dans le paragraphe suivant nous donnerons les principes de calcul de la densité d'états d'interface de quelques-unes de ces méthodes ainsi qu'une synthèse sur le domaine de validité de chacune d'elles.

### II.4.3 Principales techniques de détermination de la densité d'états d'interface

⊗ La méthode C(V) quasi-statique (QSM : *Quasi Static Method*), constitue une des principales techniques utilisées pour caractériser les états d'interface. Elle permet de déterminer  $D_{it}$  autour du mid-gap. Deux variantes de cette méthode existent :

- La méthode de Berglund [29] qui permet de calculer  $D_{it}$  et le potentiel de surface par comparaison de la capacité quasi-statique obtenue expérimentalement avec la courbe calculée théoriquement pour une capacité idéale [12] (structure MOS ne présentant pas d'états d'interface ni de charges dans l'oxyde).
- Castagné [1][9][10][13][15] avait signalé qu'il est plus convenable d'utiliser la capacité haute fréquence comme courbe de référence au lieu d'utiliser un calcul théorique de la capacité quasi-statique. Il a aussi proposé la méthode de la rampe pour déterminer la capacité quasi-statique en mesurant le courant de déplacement circulant dans la structure MOS lorsqu'elle est soumise à une rampe de tension ce qui a donné un nouveau souffle à la méthode QSM. Utilisant ces concepts Kuhn, [30] a développé une méthode qui combine les C(V) haute et basse fréquences. Cette technique est utilisée pour mesurer la densité d'états au milieu de la bande interdite (Annexe B). Elle est toutefois peu sensible et est surtout employée comme outil de diagnostic rapide.

• La méthode de la conductance [9][10][13][31] est basée sur la mesure de l'admittance complexe de la capacité MOS. Cette technique permet de déterminer non seulement la densité d'états d'interface mais également leur section efficace de capture. La méthode de la conductance est assez complexe mais elle a tout de même connu un grand succès et plusieurs variantes de cette technique sont apparues [15][32]-[35].

• La méthode de la DLTS [9]-[12][15][36]-[46], quant à elle, est basée sur l'analyse des signaux transitoires (de capacité ou de tension) engendrés par l'émission des porteurs piégés par les états d'interface. Cette technique permet déterminer la densité et la section efficace de capture des états d'interface situés dans la bande interdite (paragraphe III.2).

### III SPECTROSCOPIE TRANSITOIRE DES NIVEAUX PROFONDS : DLTS

Les processus d'émission et de capture de porteurs par des niveaux d'énergie profonds peuvent être déterminés en étudiant les propriétés de la zone de charge d'espace dans les structures MOS. Ces processus sont généralement contrôlés en faisant varier la polarisation où la température des structures ce qui rend possible l'étude des niveaux en volume et à la surface.

Le nombre de méthodes qui étudient les propriétés des pièges est important. Les méthodes basées sur les mesures des transitoires de capacité ou de tension enregistrées en appliquant des impulsions excitatrices aux structures sont les plus répandues dans ce type de caractérisation et ont connu plusieurs raffinements. La plus utilisée de ces techniques est la spectroscopie transitoire des niveaux profonds (**DLTS: Deep Level Transient Spectroscopy**), introduite initialement par D. V. Lang [45][46] en 1974 pour étudier les jonctions pn, elle a été développée par la suite dans le but d'être appliquée à d'autres types de structures, en l'occurrence les capacités MOS. Différentes variantes de la méthode existent. La **CVDLTS (Constant Voltage DLTS)** [9][45] et la **CCDLTS (Constant Capacitance DLTS)** [9][41] sont les deux variantes régulièrement rencontrées. La première étudie des signaux transitoires de capacité enregistrés à polarisation constante, la deuxième au contraire étudie les signaux transitoires de tension enregistrés en maintenant la capacité constante.

La DLTS standard est utilisée pour caractériser les pièges à majoritaires (qu'ils soient de volume ou d'interface). Pour détecter les pièges à minoritaires et déterminer leurs caractéristiques, Brunwin *et al.* [47] ont utilisé la DLTS optique (**Optical DLTS : ODLTS**). Dans cette technique l'impulsion de tension, qui sert à exciter les pièges dans la DLTS standard, est remplacée par une impulsion lumineuse de photons d'énergie supérieure à celle

de l'énergie de la bande interdite du semi-conducteur. Le retour à l'équilibre de la structure se traduit par une variation de la capacité en fonction du temps. Les signaux transitoires sont par la suite traités de la même façon que dans le cas conventionnel pour générer les spectres DLTS.

Nous allons présenter dans le paragraphe suivant une description qualitative de la spectroscopie CVDLTS en prenant le cas d'une capacité MOS de type P. Le principe reste le même en CCDLTS, mais on relève la tension à capacité constante. Ensuite, nous présentons les deux principales méthodes utilisées pour générer le spectre DLTS et en dernier lieu, nous décrivons le principe de l'ODLTS ainsi que le banc de mesure utilisé dans notre laboratoire.

On suppose que la capacité contient :

⊗ Des pièges à électrons, de densité inférieure à  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , qui introduisent un seul niveau d'énergie dans la bande interdite de la région quasi-neutre, à 2 ou 3 KT au-dessus du niveau de Fermi.

⊗ Un continuum d'états d'interface de densité environ égale à  $10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ .

Les séquences de mesure sont indiquées sur la Figure 6.

A  $t < -T$  la structure est polarisée en régime de déplétion avec une tension  $V_r$  positive appelée tension de repos. Les pièges en volume et à l'interface situés en dessous du niveau de Fermi sont remplis et donc chargés négativement.

A  $t = -T$  on soumet la capacité, pendant un temps  $T$ , à une impulsion de tension  $V_p < V_r$  de manière à porter la structure MOS en régime d'accumulation, cette tension est dite hauteur d'impulsion,  $T$  est sa largeur. On maintient cette polarisation jusqu'à l'instant  $t = 0$ , pour remplir les états de porteurs majoritaires, puis on change la polarité pour retourner à  $V_r$ . La largeur de la zone de charge d'espace (ZCE) est plus grande à  $t = 0^+$  par rapport à celle de l'équilibre  $W(t = -T)$ , puisque après le piégeage des trous la densité de charges passe de  $qN_a$  à  $q(N_a - N_t)$ . Il en est de même pour les états à l'interface.

La largeur de la zone de déplétion diminue avec le temps et passe de  $W(t = 0^+)$  à  $W(t = -T)$  correspondant à la distribution d'équilibre.

Les informations concernant les pièges en volume et à l'interface peuvent être obtenues après analyse des réponses transitoires de capacité relevées à différentes températures. Si l'on a présence de pièges à minoritaires le signal transitoire de capacité prend alors une forme exponentielle décroissante.

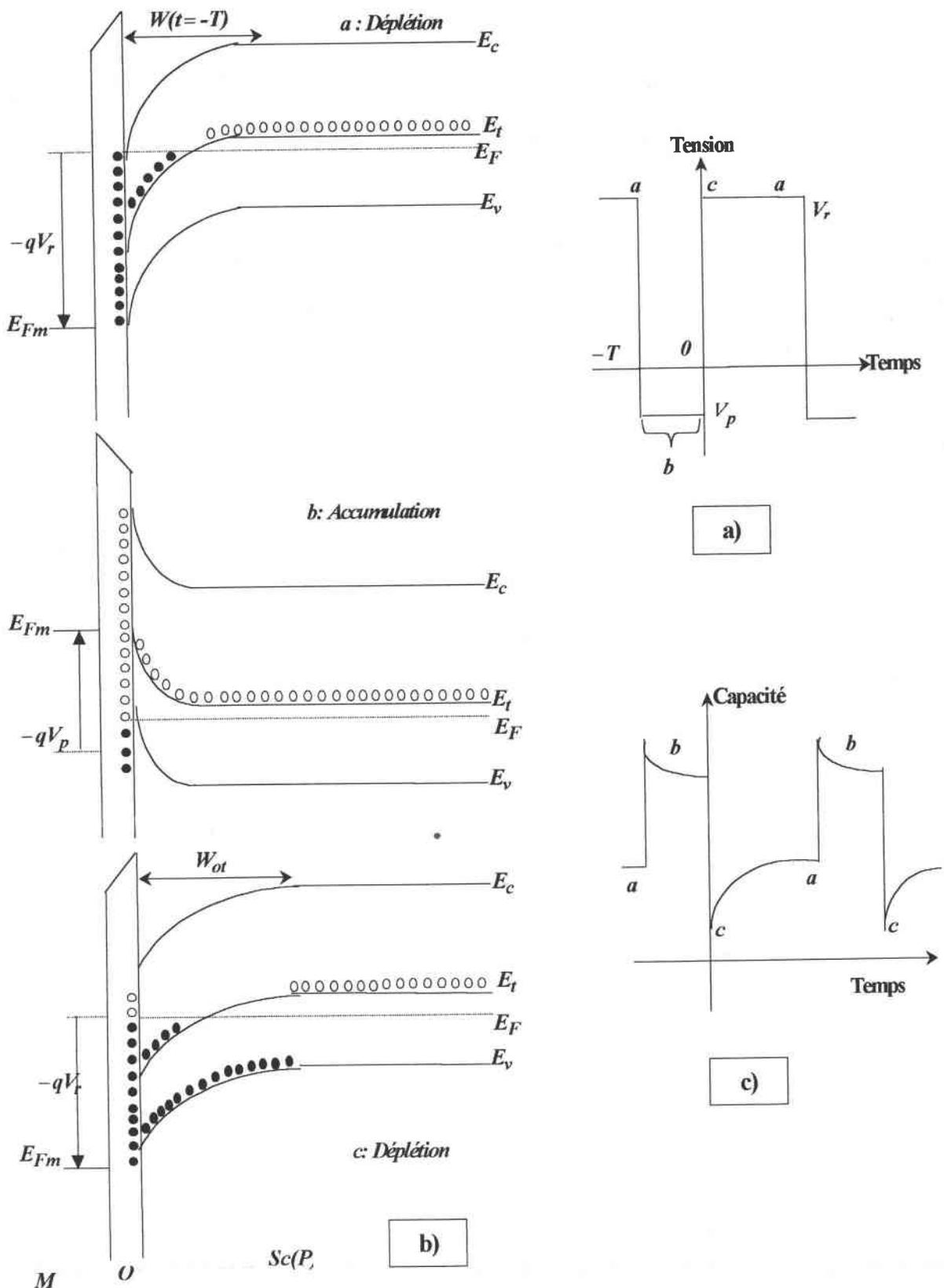


Figure 6: a) Séquence de mesure, b) Variation de l'élargissement de la ZCE, c) Réponse transitoire de la capacité traduisant la variation de largeur de la ZCE

### III.1 Détermination et exploitation des spectres DLTS

Les méthodes d'exploitation des signaux enregistrés, qu'ils soient de tension ou de capacité, ont-elles aussi à leur tour connu un grand développement dans le but de pouvoir distinguer entre des niveaux très proches et de rendre l'acquisition et l'exploitation des données moins lente. On cite dans ce cadre les méthodes numériques (Fourier DLTS [48] Laplace DLTS ([49]...). D'autres méthodes ont été développées dans le but d'augmenter le rapport signal sur bruit [50], la détection synchrone en est un bon exemple. Des études comparatives entre ces différentes méthodes ont été publiées [51]-[53].

Nous allons dans ce qui suit détailler le principe de la DLTS pour deux méthodes de corrélation utilisées dans nos systèmes de mesure.

#### III.1.1 Boxcar DLTS

Dans ce paragraphe, nous allons présenter la méthode de Lang [45] dont le principe est présenté sur la Figure 7.

Deux valeurs de la capacité  $C$  sont enregistrées à deux instants  $t_1$  et  $t_2$ , après chaque impulsion de tension appliquée à la structure. Le signal DLTS est obtenu en calculant la différence entre  $C(t_1)$  et  $C(t_2)$  pour différentes températures :

$$\Delta C(t_1, t_2, T) = C(t_1, T) - C(t_2, T) \quad (\text{II} - 28)$$

- A très basse température l'émission des porteurs est très lente et la capacité ne varie donc pas entre  $t_1$  et  $t_2$ . Le signal DLTS est donc nul :  $\Delta C(t_1, t_2, T) = 0$ .
- Aux températures « moyennes »  $\Delta C(t_1, t_2, T)$  est non nul et passe par un extremum.
- Aux températures élevées, l'émission se fait rapidement et la capacité atteint sa valeur d'équilibre avant l'instant  $t_1$  et on obtient de nouveau une différence de capacité nulle :  $\Delta C(t_1, t_2, T) = 0$ .

Le signal  $\Delta C(t_1, t_2, T)$  porté en fonction de la température présentera donc un pic dont le signe donne, en général, la nature du piège (positif  $\Rightarrow$  piège à minoritaires, négatif  $\Rightarrow$  piège à majoritaires).

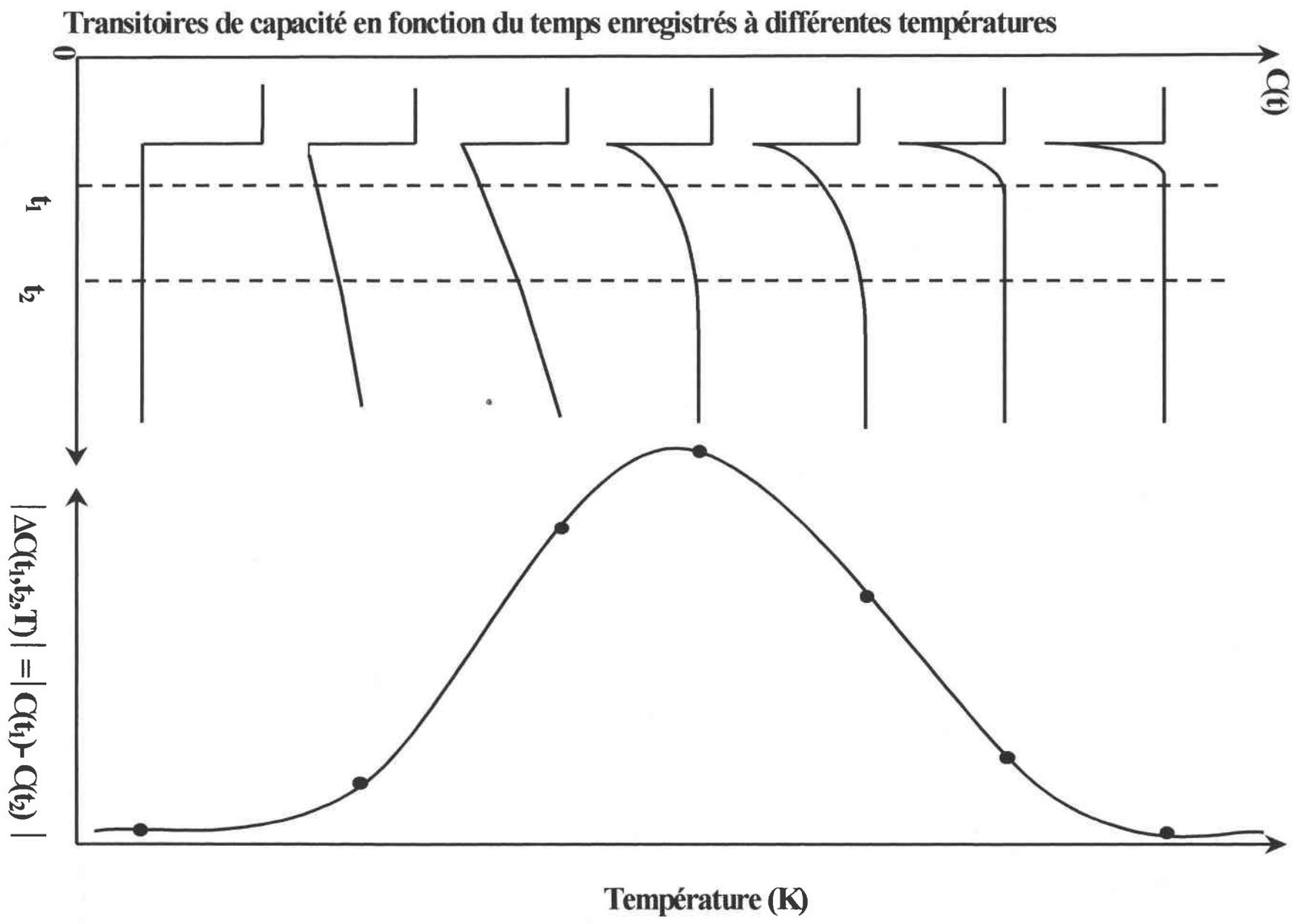


Figure 7: Principe de la méthode boxcar DLTS

III.1.1.1 Caractérisation des pièges en volume

Dans le cas d'une capacité MOS de type P qui présente un niveau profond qui piège des trous, le signal DLTS s'écrit sous la forme [45] :

$$\Delta C = C(t_1) - C(t_2) = \frac{C_0 N_{t0}}{2N_a} \left( \exp\left(-\frac{t_2}{\tau_e}\right) - \exp\left(-\frac{t_1}{\tau_e}\right) \right) \quad (\text{II - 29})$$

Avec  $\tau_e = \frac{\exp\left(\frac{E_a}{KT}\right)}{K_p \sigma_p T^2}$  : taux d'émission des « trous issus des pièges » (II - 30)

$C_0$  : la capacité mesurée à la tension de repos  $V_r$  (pF).

$N_{t0}$  : la concentration des pièges ( $cm^{-3}$ ).

$E_a$  : énergie d'activation du niveau profond (eV).

$\sigma_p$  : section efficace de capture des trous ( $cm^2$ ).

$K_p = \frac{N_v v_{th}}{T^2}$  : constante, fonction des paramètres du semi-conducteur.

$N_v$  : densité effective d'états dans la bande de valence ( $cm^{-3}$ ).

$v_{th}$  : vitesse thermique (cm / s).

L'expression (II - 29) est obtenue en supposant que les signaux transitoires de capacité  $C(t)$  présentent une loi exponentielle en fonction du temps.

Le taux d'émission  $\tau_{em}$  correspondant à la température  $T_m$  du pic est facilement déterminé

en résolvant l'équation  $\frac{d}{dT}(\Delta C) = 0$  qui a pour solution :

$$\tau_{em} = \frac{t_2 - t_1}{Ln\left(\frac{t_2}{t_1}\right)} \quad (\text{II - 31})$$

Nous déduisons à partir de l'équation précédente l'expression de la fenêtre de vitesse d'émission:

$$e_m = \frac{1}{\tau_{em}} = \frac{\text{Ln}\left(\frac{t_2}{t_1}\right)}{t_2 - t_1} = K_p \sigma_p T_m^2 \exp\left(\frac{E_a}{KT_m}\right) \quad (\text{II} - 32)$$

En reproduisant plusieurs spectres DLTS pour différents couples  $(t_1, t_2)$ , on observe un déplacement en température des pics, ce qui nous permet de générer la droite d'Arrhénius :

$$\text{Ln}\left(\frac{e_m}{T_m^2}\right) = f\left(\frac{1}{T_m}\right) \text{ à partir des couples de valeurs } (e_m, T_m).$$

D'après l'équation (II - 32), la pente de cette droite permet de calculer l'énergie d'activation du piège. L'ordonnée à l'origine de la droite d'Arrhénius donne la section efficace de capture. La concentration des pièges est déduite du maximum  $\Delta C_{max}$  [10] :

$$N_t = \frac{2\Delta C_{max} N_a r^{\frac{r}{r-1}}}{C_0(1-r)} \quad (\text{II} - 33)$$

$r$  est un rapport défini par :  $r = \frac{t_2}{t_1}$ .

### III.1.1.2 Pièges en surface

Yamasaki *et al* [54]. ont donné l'équation décrivant le signal DLTS dans le cas de présence d'états d'interface de densité  $D_{it}$  :

$$\Delta C = \frac{-C^3}{\varepsilon_{sc} N_a C_{ox}} \int_{-\infty}^{+\infty} D_{it} \left( \exp\left(-\frac{t_1}{\tau_e}\right) - \exp\left(-\frac{t_2}{\tau_e}\right) \right) dE_{it} \quad (\text{II} - 34)$$

$$\tau_e = \frac{\exp\left(\frac{E_{it} - E_v}{KT}\right)}{K_p \sigma_p T^2} \quad (\text{II} - 35)$$

Quand le rapport  $\frac{t_2}{t_1}$  est inférieur à 10 et que la densité d'états d'interface varie lentement dans un intervalle de  $3KT$  autour de  $E_{im}$ , le terme  $D_{it}$  peut être extrait de l'intégrale dans l'équation (II - 34). Le reste de l'intégrale donne le résultat suivant :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left( \exp\left(-\frac{t_1}{\tau_{em}}\right) - \exp\left(-\frac{t_2}{\tau_{em}}\right) \right) dE_{it} = KT \ln\left(\frac{t_2}{t_1}\right) \quad (\text{II} - 36)$$

En utilisant les équations (II - 34) et (II - 36), la densité d'états  $D_{it}$  peut s'exprimer sous la forme :

$$D_{it} = \frac{-\varepsilon_{sc} N_a C_{ox} \Delta C}{KT \ln\left(\frac{t_2}{t_1}\right) C^3} \quad (\text{II} - 37)$$

$D_{it}$  est déterminée par les trous émis à partir des états d'interface pendant le temps  $t_2 - t_1$  dans l'intervalle d'énergie  $\Delta E = KT \ln\left(\frac{t_2}{t_1}\right)$ , à l'énergie  $E_{itm}$ . Le profil des états d'interface,

$D_{it}$  en fonction de la position en énergie, peut être obtenu en faisant varier  $t_1$  et  $t_2$ .

Dans le cas où la structure MOS présente des pièges en volume et des états d'interface, il est possible de les distinguer [54]. En effet la position en température des pics dus aux pièges en volume ne varie pas lorsqu'on fait varier l'amplitude de l'impulsion de tension contrairement aux pics des états d'interface.

D'autres types de défauts peuvent exister dans les structures MOS, il s'agit des centres de génération des porteurs minoritaires. Les positions des pics observés dans ce cas doivent changer si on fait varier la polarisation inverse. Nous pouvons déterminer les mécanismes de génération des porteurs responsables de l'apparition de ces pics en utilisant la spectroscopie DLTS [55][56]. Quant à la détermination des paramètres caractéristiques de ces mécanismes, nous présenterons dans le chapitre III une nouvelle méthode utilisant la DLTS qui permet de les calculer.

### III.1.2 Détection synchrone

Dans cette méthode le signal transitoire de capacité obtenu est corrélé par la fonction suivante :

$$W(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } 0 \leq t \leq \frac{T_m}{2} \\ -1 & \text{si } \frac{T_m}{2} \leq t \leq T_m \end{cases} \quad (\text{II} - 38)$$

Cette séquence est répétée pour chaque valeur de température, pour obtenir le signal DLTS. Des mesures complémentaires doivent être faites, dans d'autres conditions de polarisation, pour pouvoir déterminer les caractéristiques des pièges détectés.

Le signal DLTS est donc donné par l'équation:  $\Delta C = \frac{I}{T_m} \left( \int_0^{\frac{T_m}{2}} C(t) dt - \int_{\frac{T_m}{2}}^{T_m} C(t) dt \right)$ . Dans le

cas du DLS-82, l'expression de la fonction  $W(t)$  est différente, elle tient compte d'un temps de retard  $t_d$  et donc l'expression du signal DLTS devient dans le cas d'un seul niveau profond dans le gap du semi-conducteur, de vitesse d'émission  $e_p$  et de concentration  $N_{t0}$  :

$$\Delta C = \frac{I}{T_m} \frac{C_0 N_{t0}}{2N_a} \left( \int_{t_d}^{\frac{T_m}{2}-t_p} \exp(-e_p t) dt + \int_{\frac{T_m}{2}-t_p}^{\frac{T_m}{2}+t_d} \exp\left[-ep\left(\frac{T_m}{2}-t_p\right)\right] dt - \int_{\frac{T_m}{2}+t_d}^{T_m-t_p} \exp(-e_p t) dt - \int_{T_m-t_p}^{T_m+t_d} \exp\left[-ep(T_m-t_p)\right] dt \right)$$

Ce qui donne [50] :

$$\Delta C = -\frac{I}{e_p T_m} \frac{C_0 N_{t0}}{2N_a} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{e_p T_m}{2}\right) \right] \left\{ \exp(-e_p t_d) - \exp\left[-e_p\left(\frac{T_m}{2}-t_p\right)\right] \right\} + \frac{t_p + t_d}{T_m} \exp\left[-e_p\left(\frac{T_m}{2}-t_p\right)\right] \left[ 1 - \exp\left(-\frac{e_p T_m}{2}\right) \right] \quad (\text{II} - 39)$$

Les paramètres utilisés dans l'équation sont définis dans le paragraphe III.2.1.

La vitesse d'émission  $e_{p \text{ pic}}$  qui correspond à la position du pic est calculée en résolvant

l'équation  $\frac{d}{dT}(\Delta C) = 0$ , ce qui donne une vitesse de  $e_{p \text{ pic}} = \frac{2.17}{T_m}$ . L'énergie du piège et sa

section efficace de capture seront déterminées en traçant la droite d'Arrhénius.

La densité du piège  $N_t$  est déterminée à partir de l'amplitude maximale du pic, dans le cas du DLS 82, l'expression de  $N_t$  est donnée par :

$$N_t = \frac{2N_a \Delta C_{\max}}{0,182C_I} \quad (\text{II} - 40)$$

$C_I$  est la capacité au repos de la structure MOS.

Lorsque des états d'interface sont présents dans le semi-conducteur l'expression du signal DLTS s'exprime par l'équation [37][38] :

$$\Delta C = \frac{C_0^3}{\varepsilon_{sc} N_a C_{ox} A} \int_{E_v}^{E_c} D_{it} \left( \exp\left(-\frac{e_p T_m}{2}\right) - 1 \right)^2 dE \quad (\text{II - 41})$$

$$\text{Avec : } \tau_p = \frac{1}{e_p} = \left( K_p \sigma_p T^2 \exp(E_v - E_t) \right)^{-1}$$

En considérant que la variation de la densité des états d'interface est faible on peut écrire  $D_{it}$  sous la forme [38] :

$$D_{it} = \frac{\Delta C \varepsilon_{sc} N_a C_{ox} q A}{C_0^3 K T 0,559} \quad (\text{II - 42})$$

L'intervalle d'énergie caractérisé est calculé à partir de l'équation suivante :

$$E_t - E_v = K T \ln \left( \frac{K_p \sigma_p T^2}{e_p} \right) \quad (\text{II - 43})$$

L'avantage de la détection synchrone est qu'elle n'est pas très sensible au bruit contrairement à la spectroscopie boxcar. L'avantage de cette dernière est une bonne résolution spectrale [51]-[53].

### III.2 DLTS optique ODLTS

La DLTS conventionnelle est souvent utilisée pour étudier les niveaux d'énergie distribués de façon continue à l'interface oxyde semi-conducteur. Mais dans les capacités MOS la DLTS ne peut évaluer que la distribution des états d'interface dans la moitié du gap proche de la bande des porteurs majoritaires (bande de valence pour un semi-conducteur type P et vice versa). Wang [44] a déterminé les pièges à minoritaires présents à l'interface Si-SiO<sub>2</sub> dans les transistors MOS, en injectant les porteurs minoritaires par application d'une polarisation directe à la source et au drain. Poon *et al.* [57] ont présenté une méthode dans laquelle les structures sont éclairées par la lumière et, par mesure de l'admittance, ils arrivent à étudier ce type de défauts. Brunwin *et al.* [47] ont été les premiers à utiliser l'éclairage dans la spectroscopie DLTS afin d'étudier les pièges à minoritaires, en appliquant une impulsion de lumière d'énergie de photons supérieure au gap du semi-conducteur. L'ODLTS peut aussi être utilisée pour détecter et déterminer les pièges à minoritaires situés à l'interface oxyde semi-conducteur.

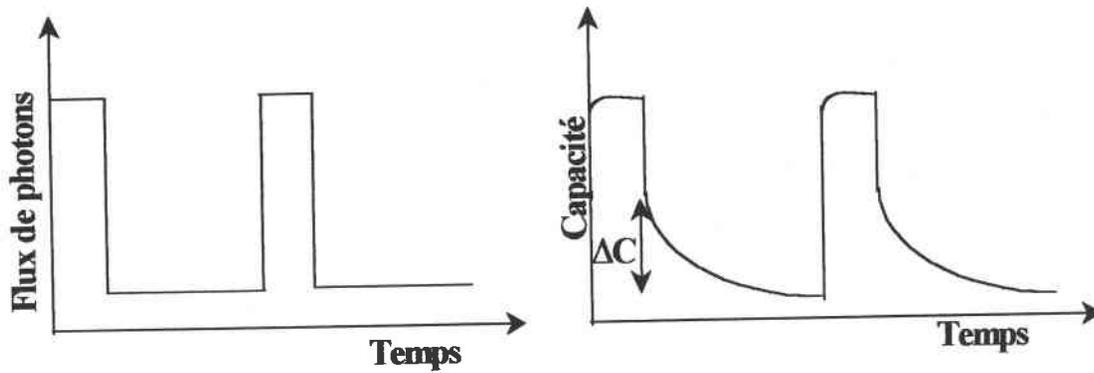


Figure 8 : Principe d'enregistrement des transitoires de capacité en ODLTS

Le principe de la méthode consiste à exposer la structure à une source de lumière avec des photons d'énergie supérieure à celle de la bande interdite. Les porteurs minoritaires photogénérés sont captés par les états d'interface. A la fin de l'impulsion lumineuse ils seront émis thermiquement avec une vitesse qui dépend des propriétés des pièges et de la température si la structure est polarisée en déplétion profonde. Ainsi, le signal transitoire de capacité enregistré varie avec le temps selon la variation de la charge à l'interface. La Figure 8 est une représentation schématique du principe d'enregistrement des transitoires de capacité qui s'analysent de la même manière qu'en DLTS standard.

#### IV EXTRACTION DES PARAMETRES DE GENERATION - RECOMBINAISON

Pour déterminer les paramètres de génération - recombinaison plusieurs méthodes, utilisant principalement des mesures de la capacité en fonction de la tension, du courant [10] ou bien de la capacité en fonction du temps, sont apparues.

Dans notre étude nous avons utilisé deux techniques basées sur des mesures de signaux transitoires de capacité en fonction du temps qui apparaissent lorsqu'une structure MOS passe progressivement du régime de déplétion profonde au régime d'inversion à polarisation constante. La première technique permet de déterminer la durée de vie effective de génération des porteurs minoritaires, la deuxième quant à elle, donne la longueur de diffusion.

Nous allons aussi présenter une nouvelle méthode qui utilise la spectroscopie des niveaux profonds DLTS. Elle permet de déterminer la contribution relative des processus de génération dans la formation de la couche d'inversion.

Le paragraphe suivant donne les paramètres liés à ces processus de génération ainsi que l'équation principale qui relie la variation de charge d'inversion ( $dQ_{inv}$ ) en fonction du temps à la capacité mesurée.

A noter que d'une structure à l'autre la contribution de quelques phénomènes de génération intervenant dans l'établissement de l'équilibre devient plus ou moins importante par rapport aux autres processus, ceci peut être dû à la variation des niveaux de dopage, de la tension de polarisation appliquée sur la grille, ou encore de la température.

#### **IV.1 Expression de la variation de charge $\frac{dQ_{inv}}{dt}$ en fonction de la capacité**

Plusieurs types de techniques basées sur les mesures de réponses transitoires de capacité en fonction du temps ont été proposées pour étudier le retour à l'équilibre d'une structure MOS polarisée en régime de déplétion profonde. Parmi ces méthodes, on cite la méthode impulsionnelle qui utilise la caractéristique  $\frac{dQ_{inv}}{dt}$  en fonction de la capacité mesurée  $C_m$  et qui est à la base de l'apparition de plusieurs autres techniques [9][10].

Le taux de génération global  $G$ , dit courant de génération est la somme de tous les taux exprimés par les équations (I - 34 - I - 38). Il est aussi égal à la variation en fonction du temps de la charge présente dans la zone d'inversion, ce qui se traduit par l'équation :

$$G = A(G_b + G_s + G_{bl} + G_{sl} + G_n) = \frac{dQ_{inv}}{dt} = f(W_g(t)) \quad (\text{II} - 44)$$

Afin de relier l'expression de  $\frac{dQ_{inv}}{dt}$  à la capacité haute fréquence, mesurée en fonction du temps, nous utilisons l'équation qui exprime la tension appliquée sur la grille  $V_G$ .

$$V_G = V_{FB} + V_{ox} + \Psi_s \quad (\text{II} - 45)$$

Avec :

$$V_{ox} = \frac{qAN_aW + Q_{inv} + Q_{eff}}{C_{ox}} : \text{chute de potentiel dans l'oxyde}, \quad (\text{II} - 46)$$

$$\Psi_s = \frac{qN_a W^2}{2\epsilon_{sc}} : \text{potentiel de surface,} \quad (\text{II - 47})$$

$V_{FB}$  : tension de bandes plates.

$$\text{Donc, } \frac{dV_G}{dt} = \frac{d}{dt}(V_{ox} + V_{FB} + \Psi_s) = \frac{qAN_a}{C_{ox}} \frac{dW}{dt} + \frac{qN_a}{\epsilon_{sc}} W \frac{dW}{dt} + \frac{1}{C_{ox}} \frac{dQ_{inv}}{dt} \quad (\text{II - 48})$$

En remplaçant  $W$  par son expression en fonction de la capacité (II - 19), nous obtenons l'équation :

$$\frac{dV_G}{dt} = \frac{qN_a A}{C_m} \frac{dW}{dt} + \frac{1}{C_{ox}} \frac{dQ_{inv}}{dt} \quad (\text{II - 49})$$

$$\text{On déduit finalement que : } \frac{dQ_{inv}}{dt} = C_{ox} \left( \frac{dV_G}{dt} - \frac{qN_a A^2 \epsilon_{sc}}{2} \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{C_m^2} \right) \right) \quad (\text{II - 50})$$

#### IV.2 Calcul de la durée de vie de génération effective par la méthode de Zerbst

Zerbst et Heiman [9] ont utilisé la réponse transitoire de la capacité en fonction du temps, pour évaluer la durée de vie de génération des porteurs minoritaires en volume de la zone de charge d'espace (ZCE). Schröder [5][10] a mentionné l'existence d'autres composantes telles que la génération en volume et en surface de la partie latérale de la ZCE (cf. chap. I) et la diffusion depuis la région quasi neutre. Ainsi la méthode de Zerbst ne donne pas la durée de vie de génération des porteurs minoritaires  $\tau_g$ , mais la durée de vie effective de génération qui comprend en plus de  $\tau_g$ , un facteur proportionnel à la durée de vie de génération en surface.

Nous présenterons le calcul de la durée de vie de génération effective utilisant la méthode de Zerbst. Le signal transitoire de capacité est enregistré en gardant la polarisation en déplétion profonde constante. La dérivée par rapport au temps  $\frac{dV_G}{dt}$  est donc nulle ce qui simplifie

l'équation (II - 49) :

$$\frac{dQ_{inv}}{dt} = -\frac{qN_a A^2 \epsilon_{sc} C_{ox}}{2} \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{C_m^2} \right) \quad (\text{II - 51})$$

$\frac{dQ_{inv}}{dt}$  représente la variation de charge dans la zone d'inversion et donc représente la variation de la largeur de la ZCE en fonction du temps. En remplaçant les termes de l'équation(II - 43) par leurs expressions (I - 34 à I - 38) nous obtenons :

$$\frac{dQ_{inv}}{dt} = \frac{qn_i A W_g}{\tau_g} \left( 1 + \frac{\pi P W_g}{4A} \right) + qn_i A \left[ S_g \left( 1 + \frac{P W_g}{A} \right) + \frac{n_i D_n}{N_a L_n'} \right] \quad (\text{II - 52})$$

Dans sa méthode, Zerbst ne considère que le taux de génération en volume de la ZCE et la vitesse de recombinaison en surface. Par la suite Schröder et Nathanson [5] ont modifié la procédure en considérant également le taux de génération en surface de la ZCE, ce qui donne pour l'équation (II - 51) :

$$\frac{dQ_{inv}}{dt} = \frac{qn_i A W_g}{\tau_g'} + qn_i A S_{eff} = \frac{qn_i \epsilon_{sc}}{\tau_g'} \frac{A^2}{C_{inv}} \left( \frac{C_{inv}}{C_m} - 1 \right) + qn_i A S_{eff} \quad (\text{II - 53})$$

où:  $\frac{1}{\tau_g'} = \frac{1}{\tau_g} \left( 1 + \frac{P}{A} S_g \right)$  est l'inverse de la durée de vie effective de génération (II - 54)

et  $S_{eff} = S_g + \frac{n_i D_n}{N_a L_n'}$  (II - 55)

puisque le terme  $\frac{P W_g}{A} \ll 1$  étant donné l'importance des dimensions des structures.

En combinant les équations (II - 51) et (II - 53) on obtient :

$$-\frac{qN_a A^2 \epsilon_{sc} C_{ox}}{2} \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{C_m^2} \right) = \frac{qn_i A^2 \epsilon_{sc}}{\tau_g' C_{inv}} \left( \frac{C_{inv}}{C_m} - 1 \right) + qn_i A S_{eff} \quad (\text{II - 56})$$

On remarque d'après l'équation (II - 56) que si on porte  $\left[ -\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{C_m^2} \right) \right]$  en fonction de  $\left( \frac{C_{inv}}{C_m} - 1 \right)$ , nous pouvons déterminer la durée de vie effective  $\tau'_g$  à partir de la pente de la partie linéaire, et à partir de l'ordonnée à l'origine, nous pouvons calculer  $S_{eff}$ . Nous obtenons alors les équations :

$$\tau'_g = \frac{2n_i}{C_{inv} C_{ox} N_a a} \quad (\text{II - 57})$$

$$S_{eff} = \frac{N_a \varepsilon_{sc} A C_{ox} b}{2n_i} \quad (\text{II - 58})$$

avec  $a$  : la pente de la partie linéaire et  $b$  : l'ordonnée à l'origine de la partie linéaire.

Dans la section suivante, nous allons expliciter les équations à partir desquelles on peut déterminer les paramètres caractéristiques du phénomène de diffusion, à savoir, la longueur effective de diffusion et la durée de vie de recombinaison.

### IV.3 Calcul de la longueur de diffusion

Le courant de diffusion dans une capacité MOS est dû à la recombinaison des porteurs à partir de la région quasi-neutre du substrat sous l'effet d'une polarisation en inverse. Il contient aussi une composante relative à la génération en surface du contact arrière. Ce courant n'est généralement important qu'à des températures supérieures à l'ambiante, car il est fonction du carré de la concentration intrinsèque qui ne devient important qu'à des températures élevées. Cependant, il se peut que dans le cas de dopages du semi-conducteur faibles, le mécanisme de diffusion devient important même à la température ambiante du fait que le rapport  $\frac{n_i^2}{N_a}$

amplifie le taux de génération relatif à ce mécanisme  $\left( \frac{qn_i^2 D_n}{N_a L_n} \right)$ . Ceci est rencontré souvent dans les CCD [9].

Le courant de génération est exprimé par l'équation (I - 37), et dans le cas où ce serait le seul phénomène qui se manifeste nous pouvons donc remplacer la variation de charge par l'équation (I - 37) et l'égaliser à l'équation (II - 51), ce qui donne l'expression suivante :

$$\frac{qn_i^2 AD_n}{N_a L_n'} = -\frac{qN_a A^2 \epsilon_{sc} C_{ox}}{2} \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{C_m^2} \right) \quad (\text{II - 59})$$

$$\text{Soit: } -\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{C_m^2} \right) = \frac{2n_i^2 D_n}{N_a^2 A L_n' \epsilon_{sc} C_{ox}} \quad (\text{II - 60})$$

Nous avons éliminé le terme en  $\frac{dV_G}{dt}$  dans l'équation (II - 49) car la polarisation est maintenue constante.

Après intégration entre l'instant  $t = 0$  où  $C = C_i$ , et un instant  $t$  donné, nous aboutissons à l'équation :

$$\left( \frac{1}{C_i^2} - \frac{1}{C_m^2} \right) = \frac{2n_i^2 D_n}{N_a^2 A C_{ox} \epsilon_{sc} L_n'} t = \frac{t}{t_a} \quad (\text{II - 61})$$

Nous constatons d'après l'équation (II - 60) qu'on peut déterminer la longueur effective de diffusion  $L_n'$  à partir de la pente de la caractéristique  $\left( \frac{1}{C_i^2} - \frac{1}{C_m^2} \right)$  portée en fonction du temps  $t$ .

$L_n'$  est dite longueur effective de diffusion, car elle est fonction de la longueur de diffusion ( $L_n$ ), qui caractérise la diffusion à partir du volume de la zone quasi-neutre et de la génération en surface du contact arrière.  $L_n'$  est donnée par l'équation :

$$L_n' = L_n \frac{ch\left(\frac{T-W}{L_n}\right) + \frac{s_c L_n}{D_n} sh\left(\frac{T-W}{L_n}\right)}{\frac{s_c L_n}{D_n} ch\left(\frac{T-W}{L_n}\right) + sh\left(\frac{T-W}{L_n}\right)} \quad (\text{II - 62})$$

où  $T$  est l'épaisseur du substrat.

La vitesse de génération en surface du contact arrière est importante dans le cas d'un contact métal-semi-conducteur (P), mais dans le cas où le substrat présente un contact métal-P<sup>+</sup>-P-semi-conducteur, les porteurs minoritaires se trouvent bloqués par la barrière P<sup>+</sup>-P [10] ce qui fait que la vitesse de génération en surface du contact devient très faible et on peut la négliger dans ce cas.

L'équation qui donne la longueur effective de diffusion se simplifie donc, et s'écrit :

$$L'_n = L_n \frac{\operatorname{ch}\left(\frac{T-W}{L_n}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{T-W}{L_n}\right)} \quad (\text{II - 63})$$

Nous remarquons qu'on peut déterminer la longueur de diffusion  $L_n$  à partir de l'équation (II - 63) par résolution numérique, et remonter par la suite à la durée de vie de recombinaison des porteurs majoritaires  $\tau_r$ , puisque  $L_n = \sqrt{D_n \tau_r}$ .

#### IV.4 Discussion

La méthode de Zerbst n'est valable que dans le cas où le processus de génération en volume de la ZCE est important, ce qui n'est pas toujours le cas car d'autres phénomènes peuvent être prépondérants dans certains types de structures. Le problème qui se pose est : comment détecter le ou les phénomènes qui contribuent fortement à l'établissement de la couche d'inversion ? Pearce *et al.* [55] avaient montré en utilisant la spectroscopie transitoire des niveaux profonds (DLTS), qu'on peut détecter si la génération en volume dans la ZCE ainsi que la diffusion depuis la région quasi-neutre du substrat contribuent à la formation de la couche d'inversion.

Dans ce qui suit nous allons présenter une nouvelle méthode [56] basée sur les mesures DLTS boxcar et la durée de vie de génération, qui permet de mettre en évidence les phénomènes de diffusion et de génération dans la zone de charge d'espace. L'avantage de cette technique par rapport à celle de Pearce *et al.* est qu'elle permet de déterminer directement la longueur de diffusion.

#### IV.5 Nouvelle technique pour déterminer la longueur de diffusion et la durée de vie de génération des porteurs minoritaires à partir de mesures DLTS

##### IV.5.1 Détermination de la longueur de diffusion

Dans le cas où ce serait la diffusion à partir du volume de la région quasi-neutre qui se manifeste, la capacité en fonction du temps s'exprime par l'équation [9][10] :

$$C(t) = \frac{C_i}{\sqrt{1 - t/t_a}} \quad (\text{II - 64})$$

$C_i$  est la capacité initiale du signal transitoire de capacité.

Le paramètre  $t_a$  est une constante à une température donnée et s'écrit :

$$t_a = \frac{\varepsilon_{sc}}{\varepsilon_{ox}} \left( \frac{C_{ox}}{C_i} \right)^2 \left( \frac{N_a}{n_i} \right)^2 \frac{T_{ox}}{2} \frac{L_n'}{D_n} \quad (\text{II - 65})$$

Avant de donner l'expression utilisée pour déterminer la longueur de diffusion, nous devons déterminer la valeur de la capacité au pic DLTS.

Le spectre DLTS obtenue par la méthode boxcar correspond à la différence de capacité à deux instants donnés  $t_1$  et  $t_2$ , en fonction de la température  $T$  :

$$Y = C(t_1) - C(t_2) \quad (\text{II - 66})$$

Le minimum sera atteint lorsque  $\frac{dY}{dT} = 0$ . En considérant l'expression (II - 63) de la capacité de diffusion, l'équation (II - 65) s'écrit :

$$Y = C_i \left( \frac{1}{\sqrt{1 - t_1/t_a}} - \frac{1}{\sqrt{1 - t_2/t_a}} \right) \quad (\text{II - 67})$$

Appliquant  $\frac{dY}{dT} = \frac{dY}{dt_a} \frac{dt_a}{dT}$  à l'équation précédente, nous obtenons :

$$\frac{dY}{dt_a} = -\frac{C_i}{2t_a^2} \left( \frac{t_1}{\left(1 - \frac{t_1}{t_a}\right)^{3/2}} - \frac{t_2}{\left(1 - \frac{t_2}{t_a}\right)^{3/2}} \right) \quad (\text{II - 68})$$

Les instants  $t_1$  et  $t_2$  vérifient bien évidemment la condition  $t_1 < t_2 < t_a$  pour que les termes sous la racine carrée soient positifs. Nous concluons donc que  $\frac{dY}{dt_a} > 0$ .

Le carré de la concentration intrinsèque varie en fonction de  $T^3 \exp\left(-\frac{E_G}{KT}\right)$ , la constante de diffusion varie en  $T^{-1.2}$ , et si on néglige la variation en fonction de la température de la longueur effective de diffusion, on constate d'après (II - 64) que  $t_a$  dépend de la température selon la loi  $T^{-1.8} \exp\left(\frac{E_G}{KT}\right)$ , donc  $\frac{dt_a}{dT} \propto \left(-1.8 - \frac{E_G}{KT}\right) T^{-2.8} \exp\left(\frac{E_G}{KT}\right) < 0$ , pour toutes les températures, et donc  $\frac{dY}{dT} < 0$ , ce qui se traduit par une diminution de  $Y$ .

La capacité  $C(t_2)$  est supérieure à  $C(t_1)$ , elle sera donc la première à atteindre la capacité d'inversion. Dans ce cas, l'expression du signal DLTS devient :  $Y = \frac{C_i}{\sqrt{1 - \frac{t_1}{t_a}}} - C_{inv}$  et la

pende sera par conséquent égale à  $\frac{dY}{dt_a} = -\frac{C_i}{2t_a^2} \left( \frac{t_1}{\left(1 - \frac{t_1}{t_a}\right)^{3/2}} \right)$  et donc négative.

Le terme  $\frac{dY}{dT}$  devient alors positif à l'instant où la capacité  $C(t_2)$  devient égale à la capacité d'inversion  $C_{inv}$ . On en conclut qu'à partir de cet instant,  $\frac{dY}{dT}$  change de signe et donc passe par zéro.

Ainsi, au pic DLTS, on obtient :  $C(t_2) = C_{inv}$ .

Le minimum du spectre DLTS est atteint lorsque  $C(t_2) = C_{inv}$  ce qui permet de déterminer la constante  $t_a$  à la température du pic. En effet, en utilisant l'équation (II -63) et en remplaçant  $t$  par  $t_2$ , on trouve :

$$t_a = \frac{t_2}{1 - \left( \frac{C_i}{C_{inv}} \right)^2} \quad (\text{II} - 69)$$

Etant donné que  $t_a \propto T^{-1.8} \exp\left(\frac{E_G}{KT}\right)$ , la caractéristique  $\ln(t_a T^{1.8})$  en fonction de l'inverse de la température sera donc une droite dont l'intersection avec l'axe des ordonnées est proportionnelle à l'inverse de la longueur effective de diffusion. A partir de la pente on doit bien sûr trouver la valeur de l'énergie de la bande interdite  $E_G$  divisée par  $K$ .

#### IV.5.2 Détermination de la durée de vie de génération $\tau_g$

Comme il a été mentionné précédemment, la technique de Zerbst n'est pas utilisable dans tous les cas. Nous allons voir dans le chapitre suivant que dans notre cas cette méthode n'est pas utilisable et que la méthode proposée par Pearce *et al.* ne le peut pas non plus, car contrairement à ce qu'ils considèrent dans leur article, la capacité au pic DLTS relatif à la génération est différente de la capacité d'inversion.

L'expression du signal transitoire de capacité lorsque la génération en volume de la zone de charge d'espace est dominante [9][55] s'écrit :

$$\frac{U t C_f}{N_a C_{ox}} = \ln \left( \frac{\frac{C_f}{C} - 1}{\frac{C_f}{C_i} - 1} \right) + \left( \frac{C_f}{C} - \frac{C_f}{C_i} \right) \quad (\text{II} - 70)$$

où  $U$ , est le taux de génération en volume de la ZCE et  $C_f$  est la capacité finale de la réponse transitoire de capacité.

L'expression (II - 70) est utilisée pour simuler le spectre. Dans le cas d'un centre de génération localisé au milieu du gap, le taux de génération peut être exprimé en fonction de la température, par l'équation suivante :

$$U(T) = -\beta T^2 \exp\left(\frac{E_G}{2KT}\right) \quad (\text{II} - 71)$$

Si on suppose que  $U$  est le principal facteur dépendant de la température et en relevant sa valeur correspondante à chaque pic DLTS pour différentes fréquences, nous pouvons tracer la

courbe  $\ln\left(\frac{U}{T^2}\right) = f\left(\frac{1000}{T}\right)$  qui d'après l'équation (II - 70) doit présenter un comportement linéaire de pente égale à  $\frac{1000 E_G}{2K}$ . L'ordonnée à l'origine donne le facteur  $\ln(\beta)$  qui permettra de remonter à la durée de vie de génération des porteurs minoritaires utilisant l'équation :

$$\tau_g = -\frac{n_i}{U} \quad (\text{II} - 72)$$

## V BANCS DES MESURES

### V.1 Banc de mesures C(V) haute fréquence

Les mesures C(V) haute fréquence ont été effectuées utilisant :

- ⊗ Un capacimètre HEWLET PACKARD 4280A qui applique un signal de mesure de fréquence égale à 1MHz et de valeur efficace qui peut être égale à 30mV ou 10mV. Il permet de balayer la tension entre -100V et +100V avec trois niveaux de vitesses de balayage et trois calibres de mesure.
- ⊗ Un ordinateur commandant le capacimètre par un bus GPIB.
- ⊗ Les logiciels de mesures sont écrits en Turbo Pascal et en Test-Point.

Un autre impédance-mètre, HEWLET PACKARD LF IMPEDANCE ANALYSER 4192A a été utilisé pour effectuer les mesures de conductance et de capacité en fonction de la tension pour des fréquences variables. Cet appareil est utilisable dans une large gamme de fréquence variable entre 5Hz et 13 MHz. Nous nous sommes limités à l'intervalle de fréquence [ 100 kHz, 1MHz ] car des difficultés de mesures apparaissent aux basses et aux très hautes fréquences.

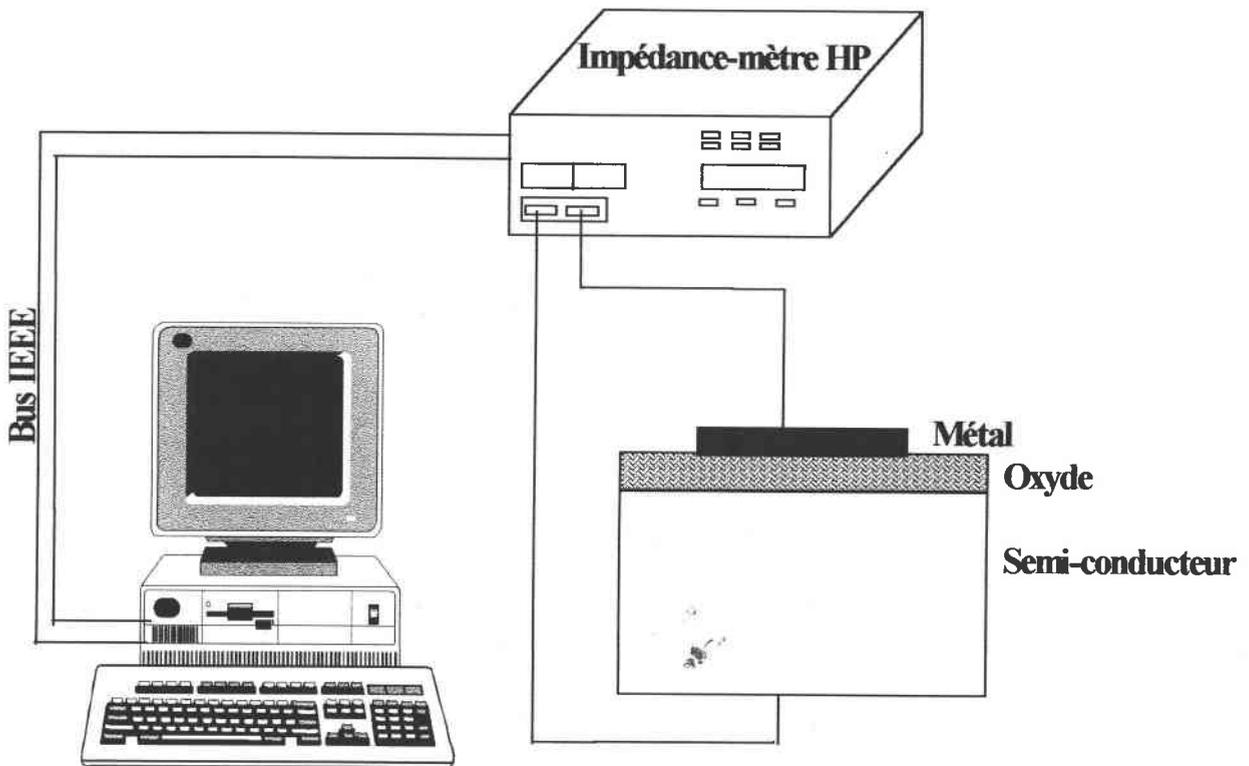


Figure 9: Banc de mesures C(V) haute fréquence

Pour faire des mesures C(V) quasi-statiques, nous avons utilisé

Pour la méthode de la rampe:

- ⊗ Un générateur de fonction HEWLET PACKARD 3325B, qui permet de fournir quatre types de signaux :
  - Un signal sinusoïdal dont la fréquence peut varier entre 1Hz et 10MHz.
  - Un signal carré de fréquence variable entre 1Hz et 20MHz.
  - Un signal triangulaire de fréquence comprise entre 1Hz et 10KHz.
  - Une rampe de tension qui peut être négative ou positive.
  - Le balayage en fréquence peut être fait de deux manières différentes : linéaire et logarithmique, et la tension crête à crête peut aller de 1mV à 10V.
- ⊗ Un électromètre KEITHLEY 616 qui permet de mesurer des courants allant de  $\pm 10^{-15}$  A à 200mA.

Le banc de mesures quasi-statiques faites avec la méthode de rétroaction est principalement constitué de l'appareil KEITHLEY 595 dont les principales caractéristiques :

- ⊗ Un balayage en tension entre -20 et +20V avec des pas variables entre 10mV et 0.1V.

- ⊗ Trois calibres de mesures de capacité, 20pF, 2nF et 20nF, et huit calibres compris entre 20pA et 200μA, pour les mesures de courant.
- ⊗ Des temps de retard variable entre 0.07s et 200s.
- ⊗ La tension peut être balayée soit sous forme d'échelons de tension soit sous forme d'un signal carré.

## ***V.2 Description des Bancs de mesure C(t) et DLTS***

Pour mesurer les transitoires de capacité en fonction du temps nous avons utilisé :

- ⊗ Le capacimètre HP 4280A qui, en plus des propriétés décrites dans le paragraphe précédent, permet de :
  - Faire varier les impulsions de tension entre 10ms et 32s.
  - Fixer un temps de retard (temps entre deux points de mesure) qui peut, selon le mode de mesure, aller jusqu'à 32 secondes.
- ⊗ Un cryostat pour le balayage en température.
- ⊗ Un régulateur pour maintenir la température constante à la valeur souhaitée.

Afin de mesurer des transitoires de capacité sur une durée courte de l'ordre de la seconde, nous avons utilisé un spectromètre de niveaux profonds, qui permet d'avoir un nombre important de points. Cet appareil est aussi utilisé pour faire des mesures boxacr DLTS, il intègre :

- Un capacimètre de 1MHz ayant des calibres qui varient entre 10 et 1000pF avec un temps de réponse de 10μs.
- Un générateur d'impulsions de tension de fréquences variables entre 1Hz et 5KHz avec des largeurs d'impulsions allant de 300ns à 100ms. La tension de repos  $V_r$  est comprise entre 0 et -13V et l'amplitude  $V_p - V_r$  maximale des impulsions est de 13V.
- Un préamplificateur qui sert à amplifier le signal transitoire de capacité jusqu'à un facteur 1000.
- Un corrélateur pour faire les mesures DLTS boxcar.

Nous allons dans ce qui suit décrire l'appareillage de mesure des spectres DLTS et ODLTS obtenus par détection synchrone. Le banc de mesure est principalement constitué de :

- ⊗ L'appareil DLS-82 de Semitrap qui comprend :
  - Un capacimètre, qui mesure à une fréquence de 1MHz des capacités allant jusqu'à 1nF.

- Un générateur qui permet de faire varier la tension entre  $-20V$  et  $+20V$ . Les fréquences de mesures vont de  $0,25Hz$  à  $2,5KHz$ , il permet aussi de faire varier les largeurs des impulsions entre  $100ns$  et  $50ms$ .
- Un système de détection synchrone qui permet de relever les spectres DLTS à partir des signaux transitoires de capacité enregistrés.
- Un système pour les mesures ODLTS qui possède les caractéristiques suivantes :
  - ❖ La source d'excitation est alimentée par un générateur de courant de  $1A$  réglé à l'aide d'un potentiomètre dont la résistance de contrôle est de  $2\Omega$ .
  - ❖ Les temps de montée et de descente du signal d'excitation sont de  $100ns$  chacun.

La fréquence de l'impulsion ainsi que sa largeur sont fixées comme dans le cas de la DLTS standard.

Une diode électroluminescente avec un pic d'émission de  $\lambda = 890nm$  montée dans une boîte de TO-46 avec une fenêtre en verre. La lumière est transmise à l'échantillon via une tige de quartz de  $3mm$  de diamètre.

La source d'excitation contient un détecteur de température qui permet de protéger la diode électroluminescente. Le courant est arrêté si la température de la diode est supérieure à  $120K$ , d'où l'utilisation d'azote liquide pendant la mesure.

- ⊗ Un cryostat qui permet de balayer la température entre  $77$  et  $450K$  en utilisant l'azote liquide.
- ⊗ Un multimètre KEITHLEY 175.
- ⊗ Un micro-ordinateur relié par un bus IEEE à au DLS 82 pour l'acquisition des signaux DLTS et au multimètre pour la mesure de la température.
- ⊗ Une carte d'acquisition.

## VI CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons décrit les méthodes d'extraction des paramètres électriques à partir des mesures  $C(V)$ ,  $C(t)$  et DLTS. Nous avons aussi présenté une nouvelle technique de détermination des paramètres de génération des porteurs minoritaires à partir des mesures DLTS. En fin du chapitre, nous avons décrit les bancs de mesures utilisés dans cette étude.

# ***CHAPITRE. III***

## ***ETUDE DES STRUCTURES AVANT IRRADIATION***

## I INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à l'étude des structures MOS présentées dans le premier chapitre, en utilisant les méthodes de caractérisation développées précédemment (chapitre II). En premier lieu, nous allons donner les résultats des mesures capacité-tension  $C(V)$ , ainsi que les différents paramètres déduits de l'utilisation des méthodes d'analyse basées sur ces mesures. Nous commenterons aussi les différences observées entre les résultats obtenus sur les capacités MOS et les transistors. La deuxième partie est consacrée aux résultats obtenus à partir des mesures de la capacité en fonction du temps  $C(t)$ . Nous déterminerons les origines du courant d'obscurité ainsi que ses paramètres caractéristiques à savoir la longueur de diffusion  $L_n$  et les durées de vie de recombinaison  $\tau_r$  et de génération  $\tau_g$ .

Dans le troisième paragraphe, nous considérerons les spectres DLTS obtenus et utiliserons notre nouvelle méthode basée principalement sur la spectroscopie DLTS qui permet de déterminer la longueur effective de diffusion et la durée de vie de génération des porteurs minoritaires.

## II CARACTERISATION PAR $C(V)$

### II.1 Détermination des principaux paramètres électriques

L'étude des mesures  $C(V)$  constitue la première étape d'analyse des structures MOS car elle permet de déterminer leurs principaux paramètres caractéristiques. Dans notre étude, nous avons supposé que l'effet que peuvent avoir le drain et la source (laissés en l'air lors des mesures) est négligeable, puisque les dimensions des transistors sont importantes [58] (l'aire de la grille est très importante  $400 \times 400 \mu\text{m}^2$ ). Sur les Figures 1, 2 et 3 sont présentées des courbes  $C(V)$  obtenues, à une fréquence de mesure égale à 1MHz, pour les structures de dopages différents : A ( $N_a = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ), B et C ( $N_a = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ). Les mesures sont effectuées en faisant un balayage aller-retour de +5 à -5V à une vitesse de balayage de 0,1V/s et avec un éclaircissement initial de quelques secondes afin de former rapidement la couche d'inversion. A l'obscurité il faudrait plusieurs heures pour passer de la déplétion profonde au régime d'inversion.

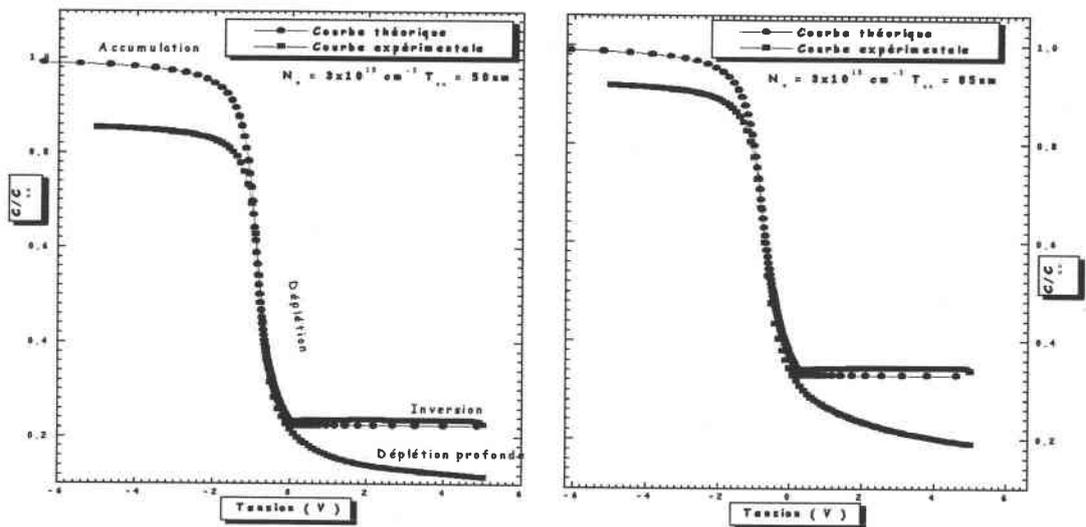


Figure 1 : Courbes  $C/C_{ox}$  mesurées et théoriques obtenues sur les transistors de type A

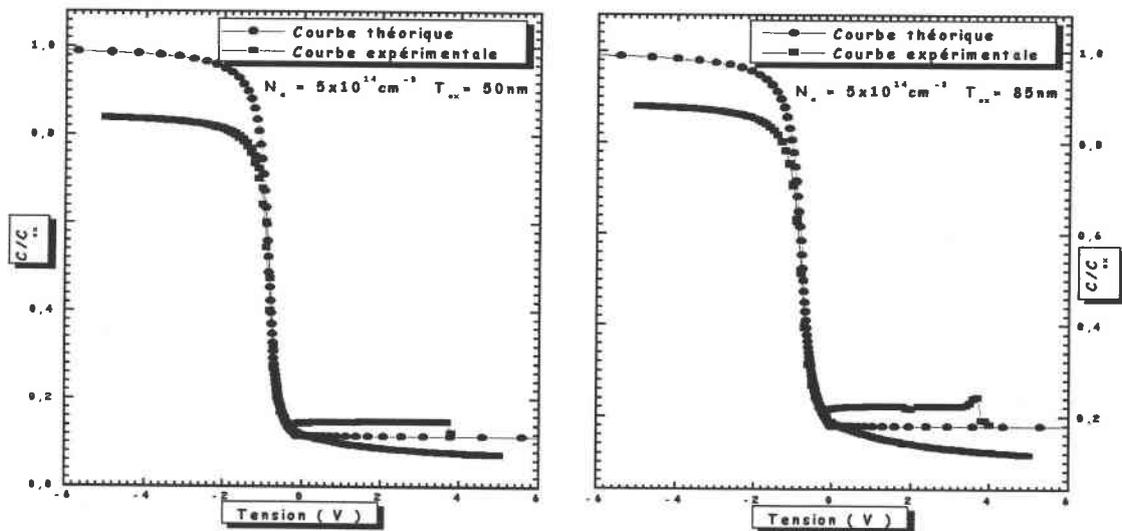


Figure 2 : Courbes  $C/C_{ox}$  mesurées et théoriques obtenues sur les transistors de type B

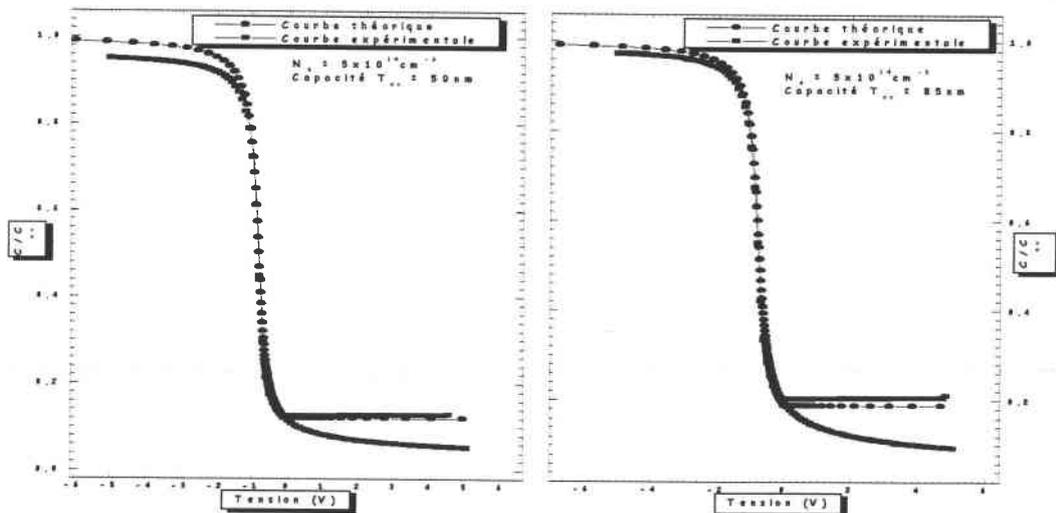


Figure 3 : Courbes  $C/C_{ox}$  mesurées et théoriques sur obtenues sur les capacités

Sur chaque figure nous avons superposé un C(V) mesuré et un C(V) théorique d'une capacité MOS ayant les mêmes caractéristiques que celles de la structure sur laquelle nous avons fait la mesure. Les quatre régimes de fonctionnement d'une capacité MOS sont bien distincts dans le cas expérimental : inversion, déplétion, accumulation et déplétion profonde. En comparant les courbes mesurées et simulées, nous constatons que :

- ☼ En régime d'accumulation, une différence de 8 à 9% existe entre les capacités théorique et mesurée pour les transistors d'épaisseur d'oxyde égale à 85 nm. L'écart est plus important dans le cas des transistors de faible épaisseur (15% environ). Cette dispersion en régime d'accumulation est faible dans le cas des capacités PMOS (Tableau 1). Nous essaierons d'analyser cette dispersion dans le paragraphe II-2.

<i>Structure</i>	<i>Transistor A</i>	<i>Transistor A</i>	<i>Transistor B</i>	<i>Transistor B</i>	<i>Capacité C</i>	<i>Capacité C</i>
$T_{ox} \text{ (nm)}$	50	85	50	85	50	85
$C_{ox} \text{ calculée}$ <i>(pF)</i>	110,5	65	110,5	65	103,6	60,93
$C_{acc} \text{ mesurée}$ <i>(pF)</i>	94,3	59,7	93,3	59,4	98,4	59,2

**Tableau 1 : Comparaison entre la capacité mesurée en régime d'accumulation  $C_{acc}$  et la capacité d'oxyde  $C_{ox}$**

- ☼ En régime d'inversion, la valeur de la capacité mesurée dépasse la capacité d'inversion théorique, cette différence s'explique par le déplacement de charges induites par la variation de potentiel appliqué sur la grille. Seul le premier point de mesure doit coïncider avec la capacité d'inversion [59] théorique. C'est cette valeur de capacité que nous reporterons dans le Tableau 2.
- ☼ En régime de déplétion, les C(V) expérimentales sont décalées parallèlement vers les tensions négatives par rapport aux courbes théoriques. Ce décalage est dû aux charges créées dans l'oxyde dans les structures réelles pendant leur fabrication. Par contre on n'observe ni étirement ni hystérésis sur les courbes expérimentales, ce qui prouve que la densité d'états d'interface est faible. Nous avons vérifié ceci en faisant des mesures de la conductance qui n'ont pas révélé la présence de pics et en comparant des mesures C(V) hautes fréquences et quasi-statiques qui n'ont pas présenté de différence notable en régime de déplétion.

A partir des courbes C(V) enregistrées nous avons calculé un certain nombre de paramètres électriques (Tableau 2) en utilisant les équations théoriques du paragraphe I-3 du chapitre II.

Structure	Transistor A	Transistor A	Transistor B	Transistor B	Capacité C	Capacité C
$A(\times 10^3 \text{ cm}^2)$	1,6	1,6	1,6	1,6	1,5	1,5
$T_{ox}(\text{nm})$ Théorique	50	85	50	85	50	85
$N_a(\times 10^{15} \text{ cm}^{-3})$ Théorique	3	3	0,5	0,5	0,5	0,5
$N_a(\times 10^{15} \text{ cm}^{-3})$ Calculé	3,4	3,4	0,95	0,93	0,65	0,68
$C_{inv}(\text{pF})$	26	22,4	16,2	14,5	13,1	12,2
$Q_{inv}(\times 10^9 \text{ C cm}^{-2})$	-27,2	-27,4	-13,6	-13,4	-11	-11,4
$W_{max}(\mu\text{m})$	0,5	0,5	0,9	0,9	1,05	1,03
$V_{FB}(\text{V})$	-0,99	-1,04	-0,88	-0,92	-0,82	-0,85
$\Phi_{ms}(\text{V})$	-0,92	-0,92	-0,886	-0,89	-0,876	-0,88
$V_{th}(\text{V})$	-0,35	-0,38	-0,31	-0,35	-0,27	-0,3

Tableau 2 : Paramètres des structures MOS évalués à partir des mesures C(V)

A partir de ce tableau, nous pouvons faire une analyse en fonction de l'épaisseur d'oxyde, du niveau de dopage du semi-conducteur et du type des structures (capacité ou transistor).

❁ **Epaisseur d'oxyde** : nous constatons que trois éléments de ce tableau sont affectés par la variation de l'épaisseur d'oxyde. Ce sont la capacité d'inversion  $C_{inv}$ , la tension de bandes plates  $V_{FB}$  et la tension de seuil  $V_{th}$ . La variation de la capacité d'inversion est principalement due au fait qu'elle résulte de la mise en série de la capacité du semi-conducteur et de la capacité d'oxyde qui est directement liée à l'épaisseur de l'isolant, quant à la charge dans le semi-conducteur on peut considérer qu'elle est la même pour des structures de même niveau de dopage. Ceci est confirmé par les valeurs de la charge d'inversion ( $Q_{inv}$ ) présentées dans le Tableau 2.

❁ **Niveau de dopage** : les résultats de calcul du dopage affichés dans le Tableau 2, sont obtenus en utilisant la méthode  $C_{min}/C_{max}$  [9][10] où  $C_{max}$  est la capacité d'oxyde

théorique et  $C_{min}$  la capacité d'inversion. On remarque d'après ces calculs qu'une surestimation d'environ  $4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  est constatée dans le cas des transistors. L'impact est plus important dans le cas des structures B car leur niveau de dopage est faible ( $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ), par contre pour les condensateurs on n'a évalué qu'une différence moyenne de  $1,7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  environ. Cette différence est due à la variation de la capacité en régime d'inversion par rapport à celle théorique, car nous allons voir dans le paragraphe suivant que le calcul du profil de dopage, en utilisant les mêmes mesures de capacité en fonction de la tension, donne, dans le domaine de validité de la technique utilisée, des valeurs très proches des données fournies par le constructeur. A noter aussi que les deux techniques sont utilisées pour deux régimes de capacité différents (régime d'inversion pour la première méthode et régime de déplétion pour la deuxième).

Pour les transistors qui ont la même épaisseur d'oxyde et des dopages  $N_a$  différents, on constate que tous les paramètres sont plus importants pour les  $N_a$  faibles sauf la capacité d'inversion.

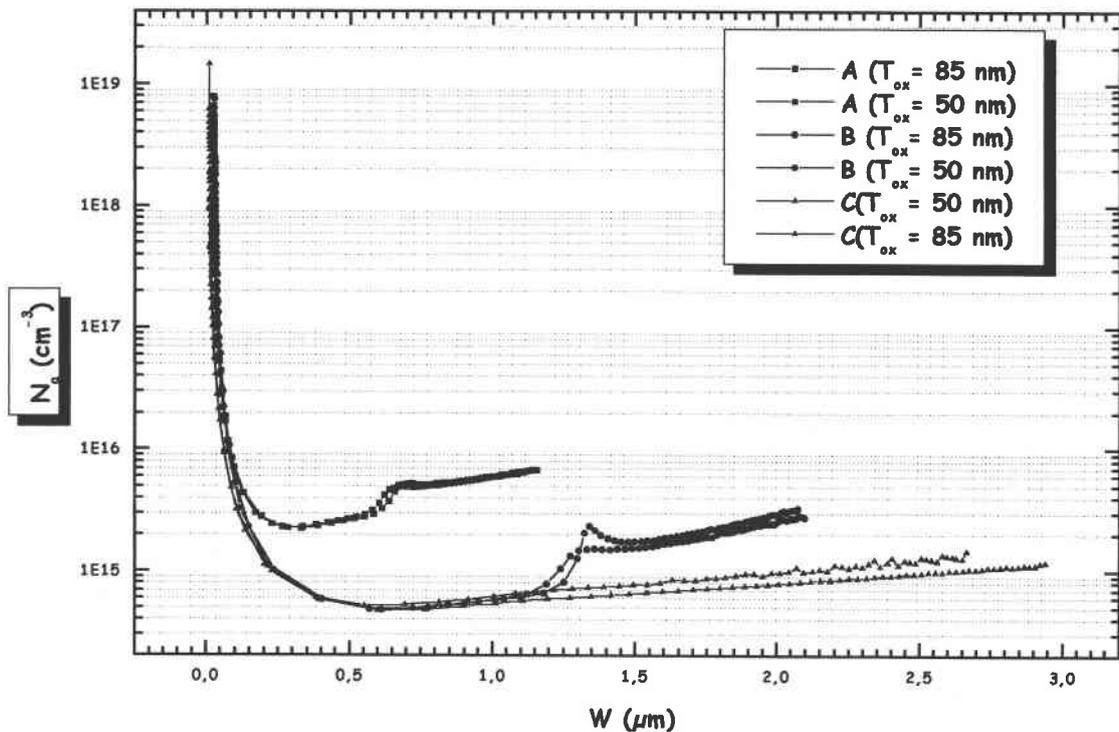
❁ **Influence du type des structures** : les tensions de bandes plates et les tensions de seuil des transistors dépassent de  $0,05V$  environ ces mêmes tensions calculées pour les capacités, une différence qui reste tout de même faible. On note aussi de plus grands écarts entre les capacités mesurées en régime d'accumulation et d'inversion pour les transistors.

## II.2 Détermination du profil de dopage

La Figure 4 présente les profils de dopage déterminés à partir de mesures  $C(V)$  (cf. chapitre II paragraphe I-3-2) faites sur les deux types de transistors (A et B) et pour les capacités MOS (C).

Ces profils présentent des valeurs très importantes pour  $W$  proche de zéro (donc proche de l'interface), dues à l'effet des porteurs majoritaires créés pour équilibrer la tension négative appliquée à la grille. A partir de  $0,2\mu\text{m}$  environ, ces profils sont pratiquement constants et donnent une valeur moyenne proche des valeurs données par le constructeur. Néanmoins un épaulement apparaît aux alentours de  $0,6\mu\text{m}$  pour les structures de type A et aux environs de  $1,2\mu\text{m}$  pour les structures de type B. Au-delà de cet épaulement, qui correspond au début de la déplétion profonde, la valeur de  $N_a$  devient importante (proche des valeurs obtenues par la méthode  $C_{min}/C_{max}$  dans le Tableau 2).

En faisant une mesure C(V) pulsée, nous avons remarqué que la position de l'épaulement varie un peu. Il apparaît à une profondeur de la zone de charge d'espace plus importante ( $1,4\mu\text{m}$  environ pour un échantillon de type B).



**Figure 4 : Profils de dopage déterminés à partir des mesures C(V) sur des structures de dopages et d'épaisseurs d'oxydes différentes**

Afin de déterminer l'origine de cet épaulement nous avons fait des mesures C(V) pulsées à différentes températures. Nous avons observé que l'épaulement apparaît de plus en plus loin dans le semi-conducteur lorsque  $T$  diminue (Figure 5).

Ce type de comportement permet d'attribuer l'origine de l'épaulement à la génération des porteurs minoritaires dans le semi-conducteur qui se ralentit au fur et à mesure que la température diminue. Nous allons voir par la suite que la génération dans la ZCE est très lente. Nous avons donc attribué l'apparition de l'épaulement à la diffusion des électrons à partir des caissons drain et source du transistor. La confirmation de cette hypothèse a été donnée par comparaison avec les résultats obtenus sur les capacités MOS qui montrent l'absence d'épaulement dans la caractéristique du profil de dopage (Figure 4).

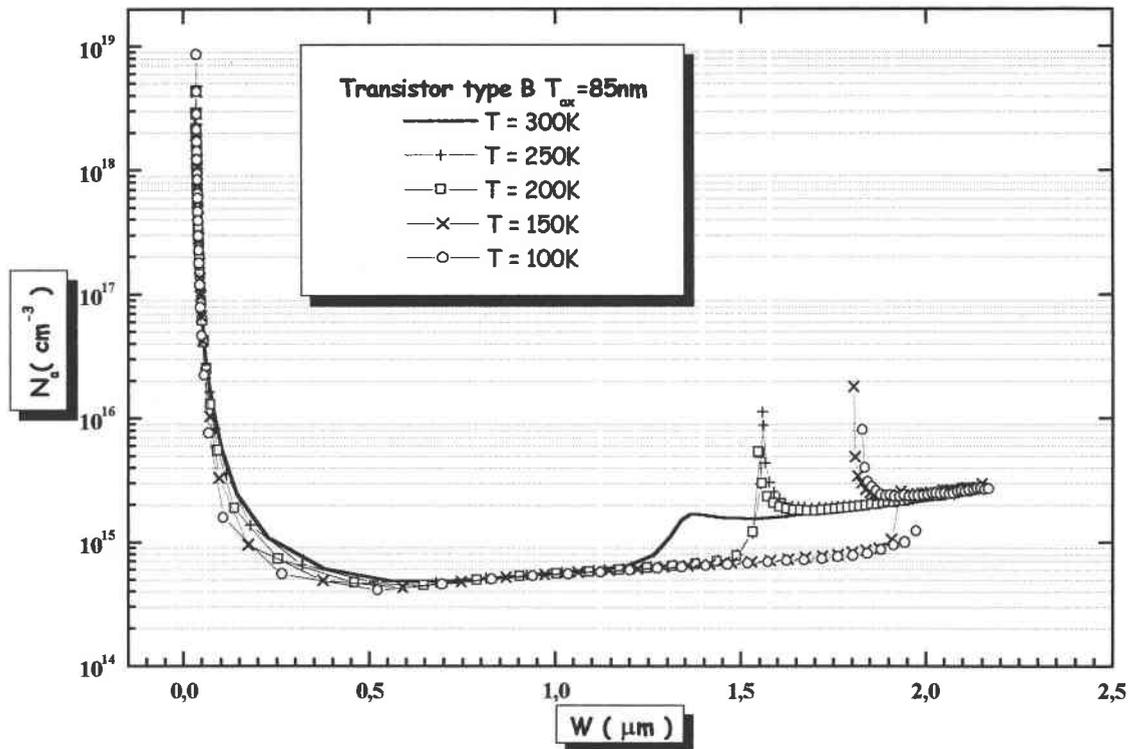


Figure 5 : Dérive de l'épaulement observé dans le profil de dopage en fonction de la température

Nous pouvons conclure de ce paragraphe que la méthode C(V) de détermination du profil de dopage est plus précise que la méthode  $C_{min}/C_{max}$ , qu'elle est aussi bien applicable dans le cas des capacités que dans le cas des transistors à condition toutefois de se restreindre à l'exploitation des mesures C(V) faites dans le régime de déplétion.

### II.3 Phénomène de dispersion en fréquence

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que la capacité haute fréquence des transistors mesurée en régime d'accumulation est inférieure à la capacité calculée à partir des données du constructeur. Nous avons fait des mesures en faisant varier la fréquence du signal alternatif et avons trouvé que la capacité augmente lorsque la fréquence diminue (Figure 6). Elle se stabilise à la valeur donnée par le constructeur aux basses fréquences en dessous de 10kHz.

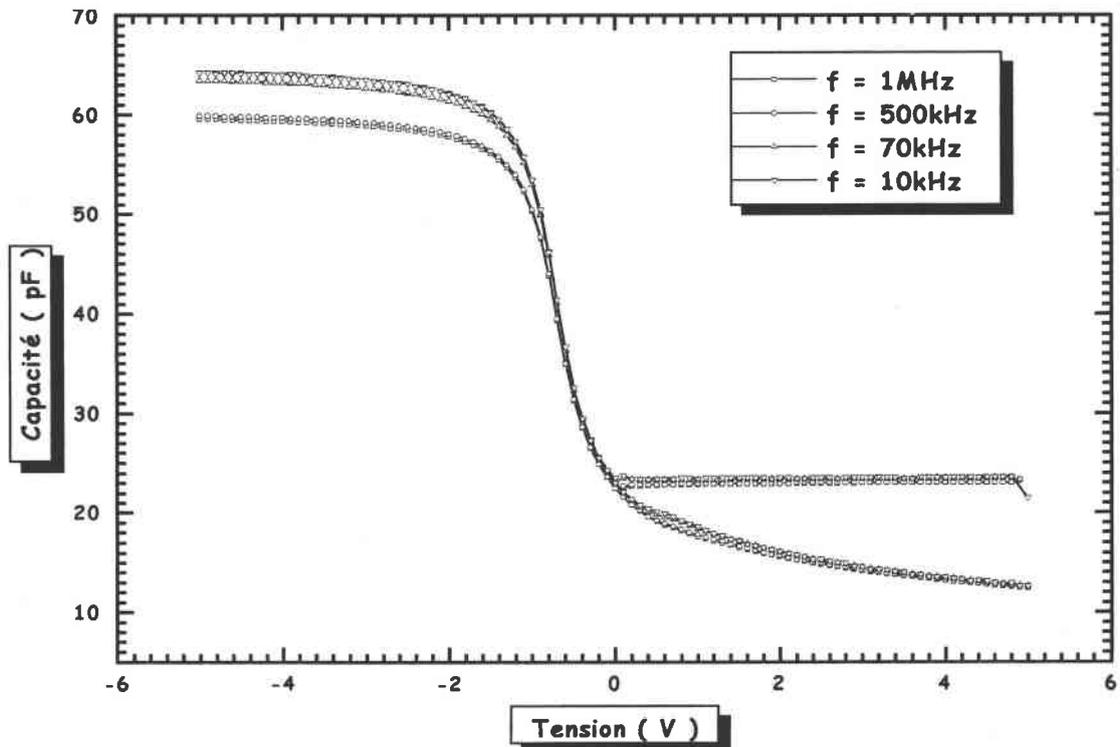


Figure 6 : C(V) mesurés à différentes fréquences sur un transistor

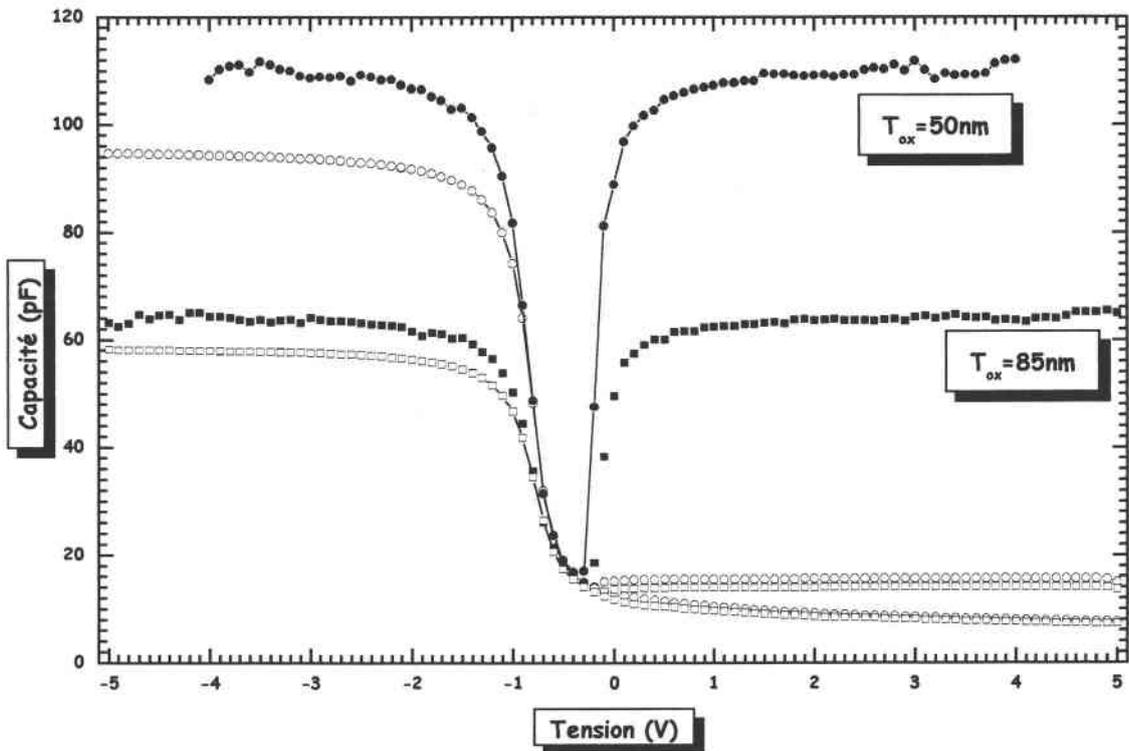


Figure 7 : C(V) haute fréquence et quasi-statique mesurées pour deux épaisseurs d'oxyde

En effet, la capacité haute fréquence est toujours inférieure à celle obtenue aux basses fréquences ou en quasi-statique (Figure 7) qui correspond à la capacité d'oxyde.

Cette différence est observée sur les deux types de transistors. Elle est pratiquement la même pour des échantillons de même épaisseur d'oxyde et de niveaux de dopage différents. Les écarts trouvés entre la capacité mesurée et la capacité d'oxyde sont de  $5pF$  pour les transistors d'épaisseur d'oxyde de  $85nm$  et avoisinant les  $15pF$  pour ceux d'épaisseur  $50nm$  et ceci quel que soit le niveau de dopage. Cette dispersion est moins prononcée dans les capacités PMOS. La Figure 8 montre une courbe  $C(V)$  haute fréquence faite en reliant les caissons drain et source au substrat, superposée à une autre obtenue sur le même composant en laissant les caissons en l'air. On note que la valeur de la capacité en régime d'accumulation est la même dans les deux cas. Le problème de la dispersion fréquentielle observée ne peut pas être résolu par la polarisation des caissons drain et source. Par contre, en régime d'inversion la capacité s'approche de la capacité d'oxyde lorsque la tension augmente, ce qui confirme que la capacité réelle de l'oxyde n'est pas celle mesurée à haute fréquence.

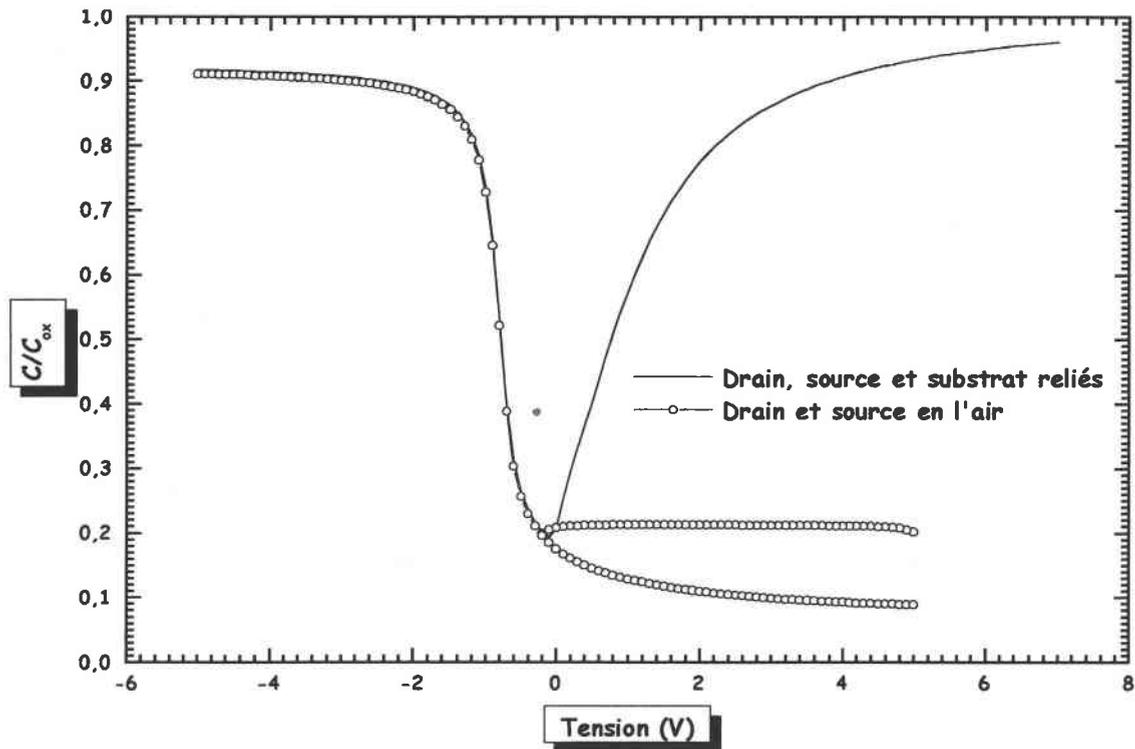


Figure 8 : Courbe  $C(V)$  d'un transistor type B avec drain et source reliés au substrat

Différents mécanismes ont été proposés pour expliquer la variation de la capacité d'accumulation en fonction de la fréquence.

La variation de la capacité d'accumulation en fonction de la fréquence a été largement étudiée par plusieurs auteurs et différents effets ont été proposés pour l'expliquer :

- ⊗ Effet des résistances séries.
- ⊗ Effet des courants de fuite dans l'oxyde.

- Variation de la permittivité de l'oxyde en fonction de la fréquence.
- Effet des états d'interface.

### II.3.1.1 Effet des résistances séries

Les résistances dues au montage ou à un défaut de contact peuvent causer parfois une chute de la capacité en accumulation. Dans le but d'examiner cette hypothèse, nous avons fait des mesures de la conductance et de la capacité en fonction de la tension à des fréquences variables, ensuite nous avons calculé la capacité corrigée en considérant cet effet.

Dans le cas de présence de résistance série, le circuit équivalent de la structure MOS en régime d'accumulation se ramène à celui représenté sur la Figure 9 et ceci quelle que soit la fréquence [11][13][58].

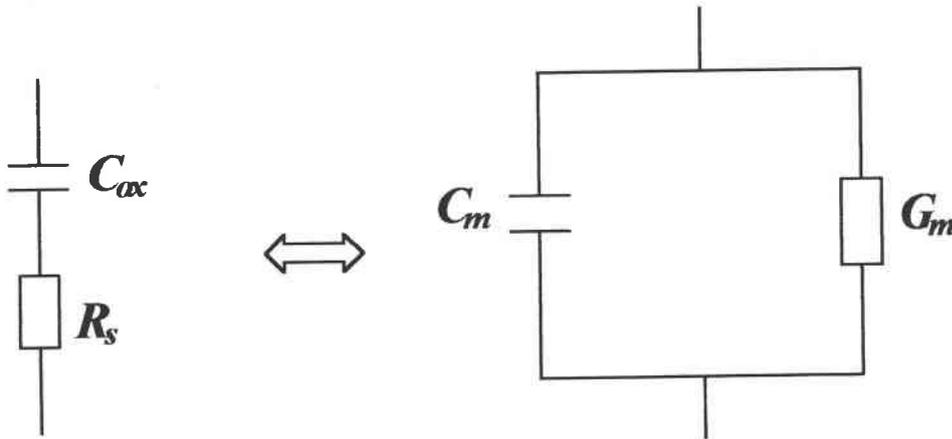


Figure 9 : Circuit équivalent d'une capacité MOS en présence de résistance série

La résistance série évaluée à partir de la partie réelle de l'admittance en régime de forte accumulation est donnée par :

$$R_s = \frac{G_{macc}}{G_{macc}^2 + (\omega C_{macc})^2} \quad (\text{III - 1})$$

où  $G_{macc}$  et  $C_{macc}$  sont respectivement la conductance et la capacité mesurées en accumulation forte.  $\omega$  est la pulsation.

Les expressions corrigées de la capacité  $C_c$  et de la conductance  $G_c$  à une fréquence donnée s'écrivent [13] :

$$C_c = C_m \frac{G_m^2 + \omega^2 C_m^2}{a^2 + \omega^2 C_m^2} \quad (\text{III - 2})$$

$$G_c = a \frac{G_m^2 + \omega^2 C_m^2}{a^2 + \omega^2 C_m^2} \quad (\text{III - 3})$$

avec  $a = G_m - R_s (G_m^2 + \omega^2 C_m^2)$ .

Sur la Figure 10 nous avons superposé la capacité mesurée à celle corrigée de l'effet des résistances séries. Les deux courbes sont identiques. La différence entre capacité corrigée et mesurée ne dépasse pas 1,06%, alors que l'écart observé est beaucoup plus important (entre 9% et 15% environ, selon l'épaisseur d'oxyde). Ainsi nous pouvons conclure que les résistances séries ne sont pas la cause principale de cette dispersion.

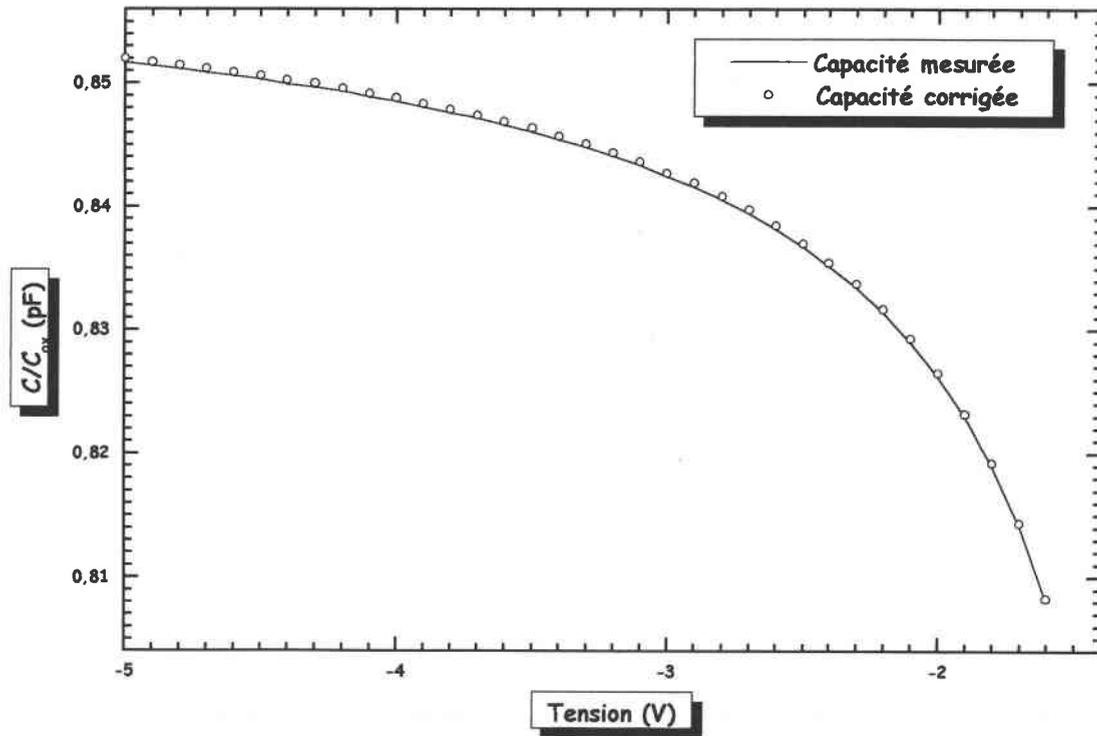


Figure 10 : Capacités mesurée et corrigée de l'effet des résistances séries

Nous avons aussi essayé de déterminer la valeur théorique de la résistance série qui pourrait induire une telle variation sur la capacité d'accumulation, en se basant sur les équations (III - 2) et (III - 3). La Figure 11 nous montre que la capacité corrigée  $C_c$ , ne peut pas atteindre la capacité d'oxyde quelle que soit la valeur de  $R_s$ . Ceci nous confirme que la résistance série ne peut en aucun cas être la cause de la dispersion fréquentielle dans nos structures.

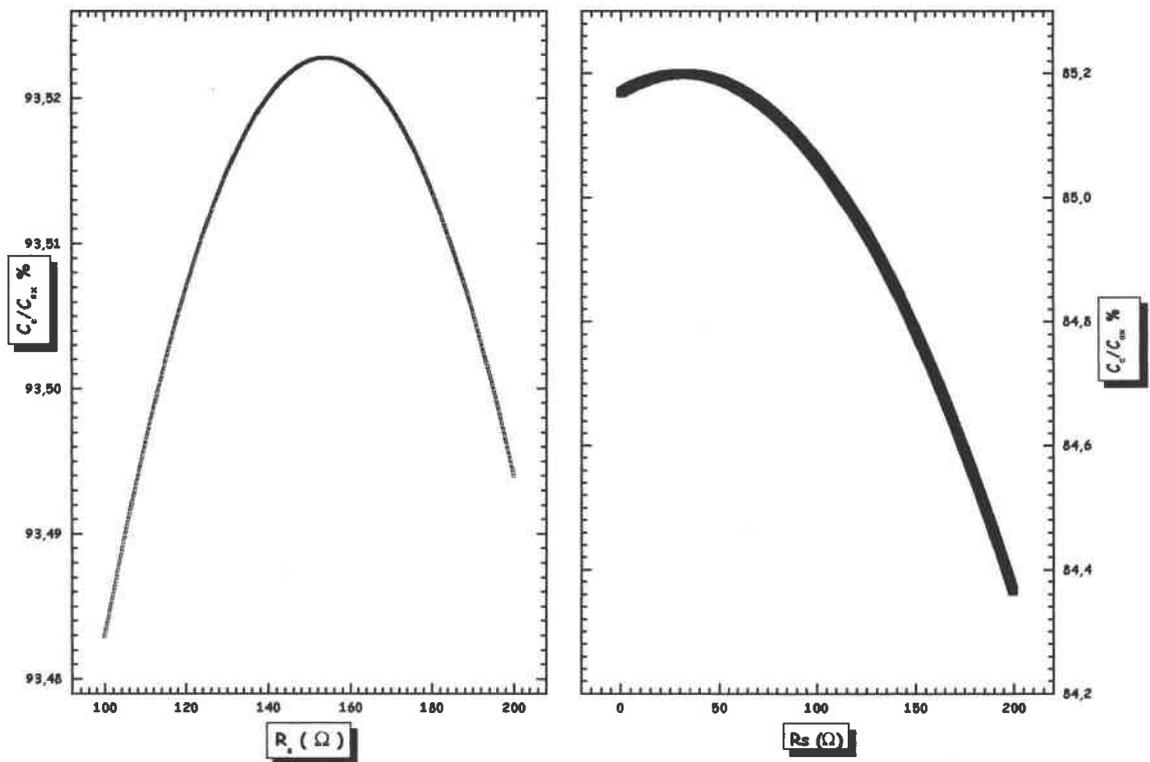


Figure 11 : Capacité corrigée en fonction de la variation de la résistance série

### II.3.2 Effet des courants de fuite

Cet effet est souvent trouvé dans des structures MOS autres que celle à base de SiO<sub>2</sub> sur Si. Il peut toutefois se manifester dans des capacités MOS sur silicium avec des oxydes très fins.

Cet effet ne peut être la raison de la dispersion observée, car si c'était le cas la capacité en accumulation augmenterait avec la fréquence, or nous constatons le contraire. De plus, nous avons mesuré des courants très faibles de l'ordre de  $10^{-14} A$ .

### II.3.3 Effet de la permittivité de l'oxyde

Dans le cas où la permittivité de l'oxyde varie avec la fréquence de mesure, la capacité totale de la structure MOS s'écrit [11] :

$$C(\omega) = \left( \frac{1}{C_{ox}(\omega)} + \frac{1}{C_{sc}} \right)^{-1} \quad (\text{III - 4})$$

$$\text{avec } C_{ox}(\omega) = \frac{\epsilon_{ox}(\omega)A}{T_{ox}}$$

En normalisant la capacité totale par la capacité quasi-statique  $C_{LF}$ , nous pouvons écrire :

$$\frac{C(\omega)}{C_{LF}} = \frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon_{LF}} \left( \frac{1 + \frac{C_{ox}^{LF}}{C_{sc}^{LF}}}{1 + \frac{C_{ox}(\omega)}{C_{sc}(\omega)}} \right) \quad (\text{III - 5})$$

Le régime d'accumulation étant conditionné par les porteurs majoritaires dont le temps de réponse est très inférieur aux périodes des signaux alternatifs habituels, la capacité du semi-conducteur est considérée ainsi comme indépendante de la fréquence du signal de mesure et étant donné que dans ce régime elle est toujours très grande devant celle de l'oxyde, nous obtenons d'après l'équation (III - 5) :

$$\frac{C_{acc}(\omega)}{C_{acc}^{LF}} = \frac{\varepsilon_{ox}(\omega)}{\varepsilon_{ox}^{LF}} \quad (\text{III - 6})$$

On peut déduire à partir de cette expression qu'en régime d'accumulation le rapport  $\frac{C_{acc}(\omega)}{C_{acc}^{LF}}$  dépend de la fréquence par l'intermédiaire de  $\varepsilon_{ox}(\omega)$  et ne dépend pas du tout de l'épaisseur d'oxyde  $T_{ox}$ . Ce rapport doit donc être le même quelle que soit l'épaisseur de l'isolant.

La Figure 12 représente des courbes de  $\frac{\varepsilon_{ox}(\omega)}{\varepsilon_{ox}^{LF}}$  tracées en fonction de la fréquence pour des épaisseurs d'oxyde différentes.

Le comportement de ces courbes montre bien que la capacité normalisée dépend bien de  $T_{ox}$ , contrairement à ce qui est prédit par l'équation (III - 6). De plus, à notre connaissance, la permittivité de l'oxyde de silicium  $SiO_2$ , n'est pas affectée par la variation de son épaisseur et varie très peu en fonction de la fréquence. On en conclut que la dispersion fréquentielle de la constante diélectrique de l'oxyde n'est pas à l'origine de la variation de la capacité d'accumulation.

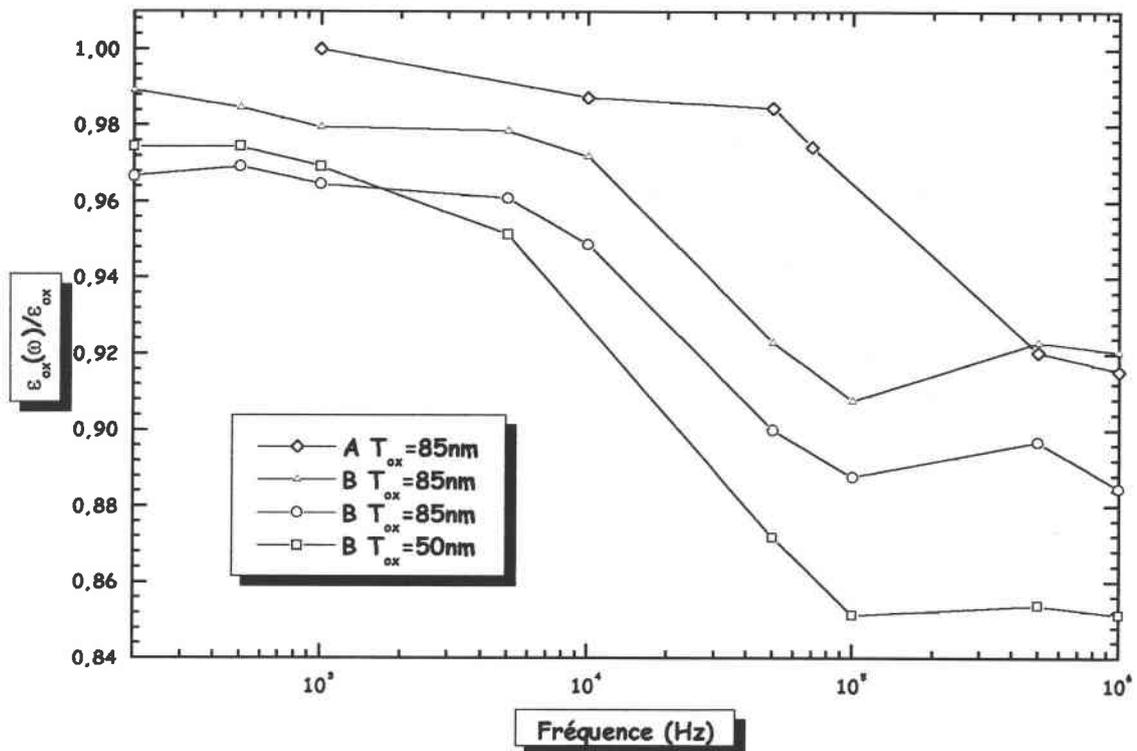


Figure 12 : Evolution de la constante diélectrique normalisée en fonction de la fréquence

### II.3.4 Effet des états d'interface

Diverses sont les théories rencontrées dans la littérature qui expliquent la dispersion fréquentielle en régime d'accumulation par la présence d'états d'interface dans les structures. Dans le paragraphe suivant nous allons étudier les principaux modèles proposés afin d'identifier l'origine de la dispersion dans nos échantillons.

#### II.3.4.1 Piégeage dans l'oxyde par effet tunnel via des états d'interface

La présence de pièges dans l'isolant au voisinage de l'interface du semi-conducteur peut parfois être à l'origine de la dispersion de la capacité en régime d'accumulation. En effet des charges peuvent être attirées par effet tunnel par les pièges situés dans l'oxyde. Ce phénomène a de très faibles chances de se manifester dans nos structures en raison de l'importance de l'épaisseur d'oxyde des structures et des faibles courants ( $10^{-14}A$  environ) mesurés en C(V) quasi-statiques. Nous avons tout de même étudié les deux modèles rencontrés dans la littérature et qui tiennent compte de ce phénomène :

- Modèle de Mui *et al.* [60] : Dans ce modèle, les états d'interface sont représentés par une admittance  $Y_{is}$  mise en parallèle avec la capacité d'oxyde :

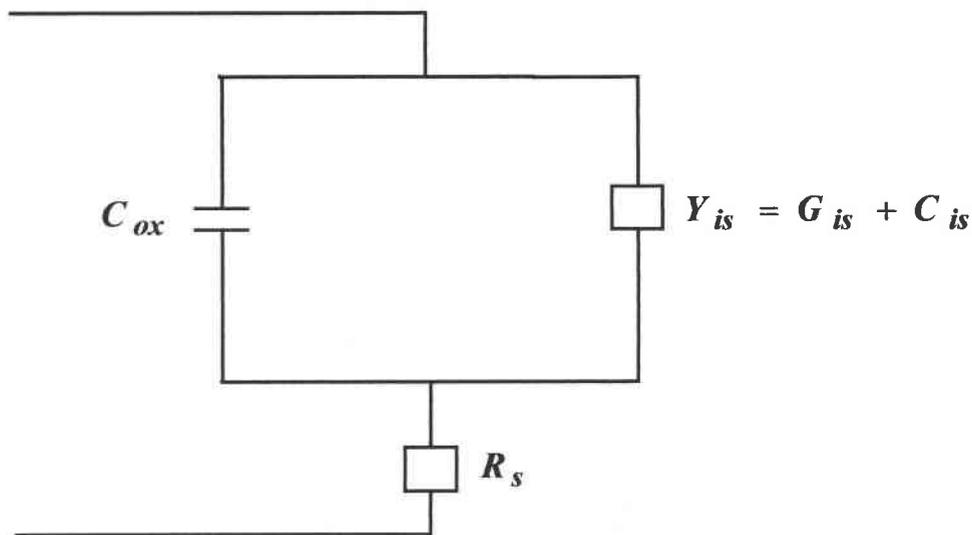


Figure 13 : Circuit équivalent d'une structure MOS en accumulation selon Mui *et al.*

En ajustant le  $C(V)$  expérimental au  $C(V)$  simulé avec ce modèle, on arrive à déterminer la valeur de la densité de pièges dans l'oxyde ainsi que la profondeur sur laquelle ils sont répartis

- ☉ Modèle de Klopfenstein *et al.* [61] : Ce modèle est plus simple que le précédent car il consiste en la mise en parallèle de la capacité des états d'interface avec la capacité d'oxyde prise en accumulation forte du  $C(V)$  à  $1MHz$ . En calculant la différence entre le  $C(V)$  quasi-statique et celui à  $1MHz$ , il est possible de déterminer la densité d'états.

D'après ces deux modèles, la capacité d'accumulation à haute fréquence est égale à la capacité d'oxyde ; en régime quasi-statique, la capacité d'accumulation diminue car les charges liées aux états d'interface suivent les variations de la polarisation appliquée. Or ceci est en contradiction avec ce que nous obtenons expérimentalement. De plus les structures ne présentent pas de courants de fuite ; Avec le capacimètre  $C(V)$  quasi-statique, nous avons mesuré des courants de l'ordre de  $10^{-14}A$  en moyenne.

#### II.3.4.2 Modèle de Landheer et al.

Landheer *et al.* [39], ont proposé un modèle où la capacité des états d'interface est en parallèle avec celle du semi-conducteur. Ce modèle n'est pas valable pour expliquer la dispersion en régime d'accumulation. Nous avons simulé l'effet que peuvent avoir les états d'interface, en utilisant ce modèle, sur les caractéristiques  $C-V$  et nous avons constaté que dans ce cas ils n'affectent que le régime de déplétion par étirement des  $C-V$  vers les tensions positives. Barrada [11] a également montré l'invalidité du modèle pour expliquer la dispersion en accumulation sur des structures MOS réalisées sur InP.

II.3.4.3 Hypothèse : Présence de défauts au voisinage de la surface

Nous avons pu constater dans les paragraphes précédents que l'origine de la dispersion fréquentielle observée en régime d'accumulation n'a pu être déterminée. Nous avons formulé une hypothèse qui consiste en la présence de défauts, initialement, positivement chargés à la surface des transistors. En supposant que cette hypothèse est vraie, à haute fréquence et après avoir appliqué une tension négative sur la grille, ces défauts positifs repoussent les porteurs majoritaires dans le volume du semi-conducteur. Par contre lorsqu'on fait une mesure d'un  $C(V)$  quasi-statique, ces défauts possèdent un temps suffisant pour être neutralisés par capture, étant donné que les périodes du signal alternatif sont très grandes. Dans ce dernier cas, la capacité mesurée est celle de l'oxyde, par contre dans le premier (cas des hautes fréquences), une épaisseur fictive (due à la couche désertée) se rajoute à l'épaisseur d'oxyde. Ceci peut être modélisé, selon la fréquence, de la manière suivante :

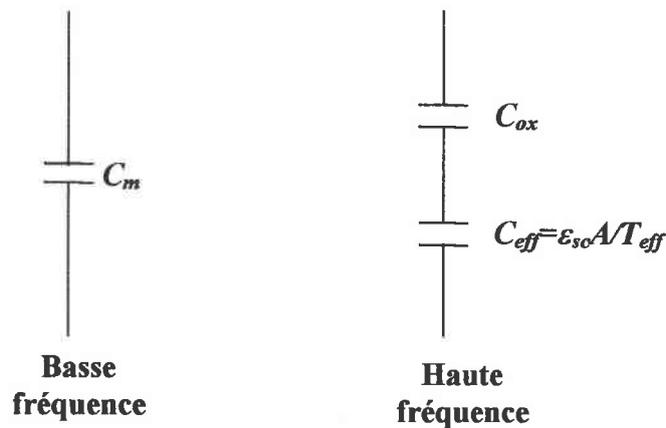


Figure 14 : Modélisation de la structure accumulation à haute et basse fréquence

En comparant les capacités mesurées à haute fréquence et en quasi-statique, nous avons trouvé que l'épaisseur de la couche désertée est de l'ordre de  $24nm$  pour les structures d'épaisseur d'oxyde  $85 nm$  et de  $26nm$  dans le cas de  $T_{ox}=50nm$ .

Nous avons constaté qu'à haute fréquence nous pouvons atteindre la capacité d'oxyde en augmentant la température, ce qui confirme notre hypothèse, car lorsque la température augmente, la capture d'électrons par les défauts est plus rapide. Sur la Figure 15 nous avons représenté une courbe de la variation de la capacité d'accumulation en fonction de la température.

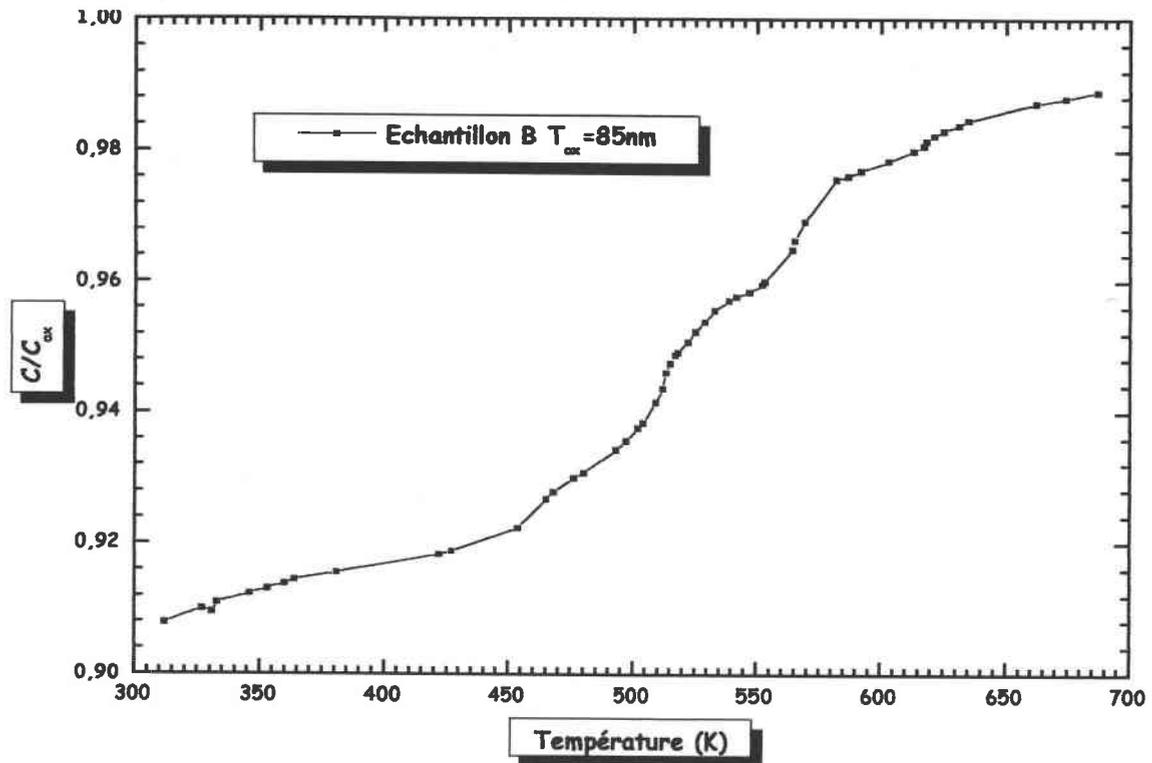


Figure 15 : Variation de la capacité d'accumulation en fonction de la température

### III ETUDE PAR SPECTROSCOPIE DLTS

L'étude par spectroscopie DLTS nous permettra de détecter et de déterminer les propriétés des défauts électriquement actifs qui pourraient être présents dans le semi-conducteur. Nous verrons par la suite que nous pourrons aussi l'utiliser comme un moyen de caractériser les processus de génération des courants d'obscurité dans les structures MOS.

Sur les Figures 16 et 17 nous avons représenté des exemples typiques de spectres DLTS obtenus avec le spectromètre DLS-82 sur les différents types d'échantillons et pour les deux épaisseurs d'oxyde disponibles. Les conditions des mesures sont les suivantes :  $V_r=4V$ ,  $V_p=-4V$ ,  $t_p=5ms$  et  $f=1Hz$ .

Deux pics notés 1 et 2 apparaissent dans le spectre à haute température dans le cas des structures notées « A » (dopage  $N_a = 3 \times 10^{15} cm^{-3}$ ). Cependant pour un dopage de  $5 \times 10^{14} cm^{-3}$  (« B » et « C »), il est difficile de parfaitement discerner le premier pic du fait de sa faible amplitude. Nous avons aussi observé que la position du pic 2 dépend légèrement de l'épaisseur d'oxyde et du dopage, plus l'épaisseur est importante plus la température du pic est élevée, de même pour le dopage. Nous pourrions comprendre ce comportement lorsque nous déterminerons l'origine des pics. Pour y parvenir, nous avons fait

des mesures complémentaires en faisant varier la hauteur d'impulsion  $V_p$ , et la tension de repos  $V_r$ . D'autres mesures en fonction de la fréquence ont été faites dans le but de déterminer les énergies d'activation des pièges.

Ces mesures nous ont permis d'aboutir aux conclusions suivantes :

- Pas de présence de défauts électriquement actifs dans le semi-conducteur.
- Les pics observés sont dus à la génération des porteurs minoritaires dans le semi-conducteur.

Nous détaillerons dans les paragraphes suivants comment nous sommes arrivés à déduire ceci et donnerons plus de détails concernant les processus de génération des porteurs minoritaires qui sont à l'origine l'apparition des deux pics DLTS.

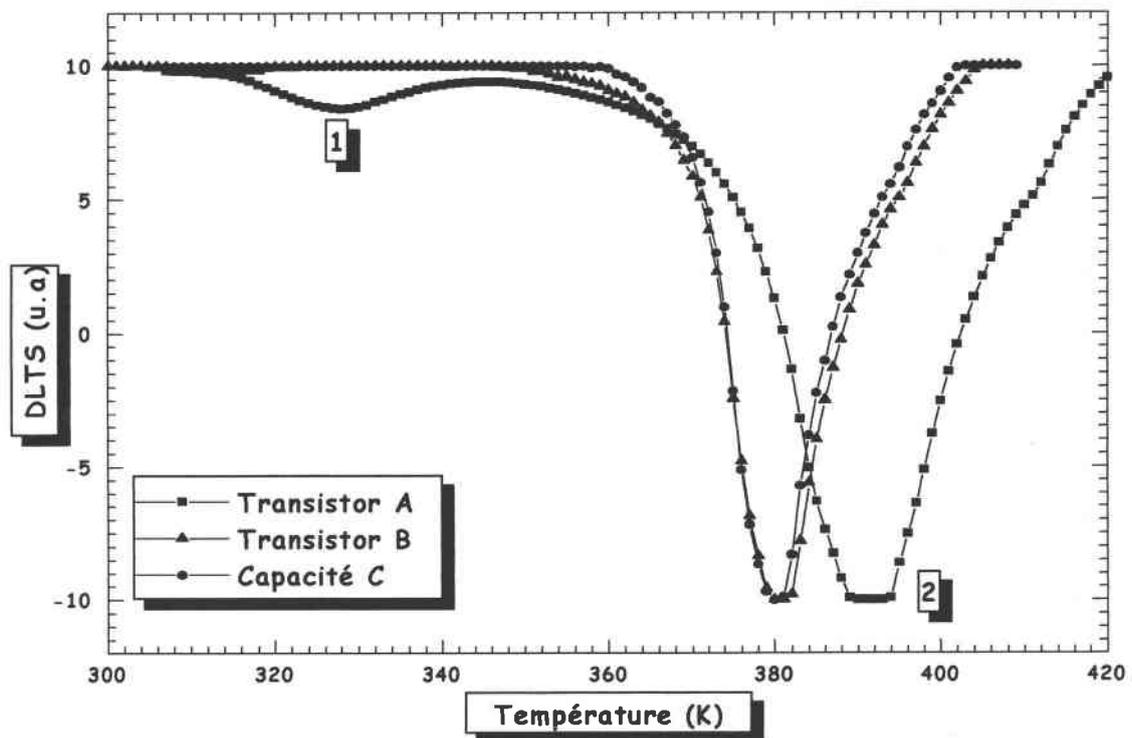


Figure 16 : Spectres DLTS mesurés sur les structures avec  $T_{ox} = 50\text{nm}$

Dans ce qui suit nous allons présenter l'étude faite sur les échantillons type A. Les mêmes résultats ont été obtenus sur les autres types de composants (« B » et « C ») en ce qui concerne le pic n°2.

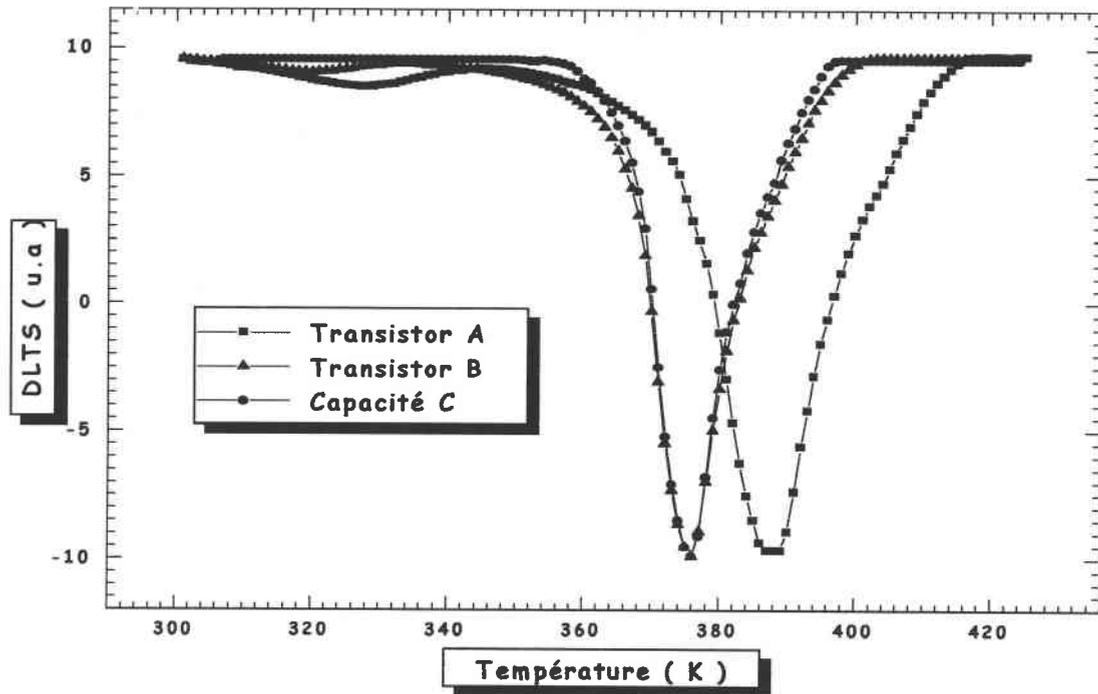


Figure 17 : Spectres DLTS mesurés sur les structures avec  $T_{ox} = 85\text{nm}$

### III.1 Etude en fonction de la largeur d'impulsion $t_p$

Les Figures 18 et 19 montrent des spectres obtenus en faisant varier la largeur d'impulsion  $t_p$ , entre 1 et 7ms et entre 0,5 $\mu\text{s}$  et 10ms respectivement.

On assiste à une saturation des pics dès que  $t_p$  atteint des valeurs de l'ordre de la milliseconde (Figure 18). Par contre lorsque la largeur d'impulsion devient de l'ordre de la microseconde, une diminution des amplitudes des pics et un décalage vers les basses températures sont observés (Figure 19).

Lorsque  $t_p$  décroît, les amplitudes des pics DLTS diminuent ainsi que leurs positions en température. Ceci est dû au fait que lorsque la largeur d'impulsion diminue, les pièges ne se remplissent pas assez et il en résulte des signaux transitoires de capacité courts et d'amplitudes plus faibles (faible variation de la capacité).

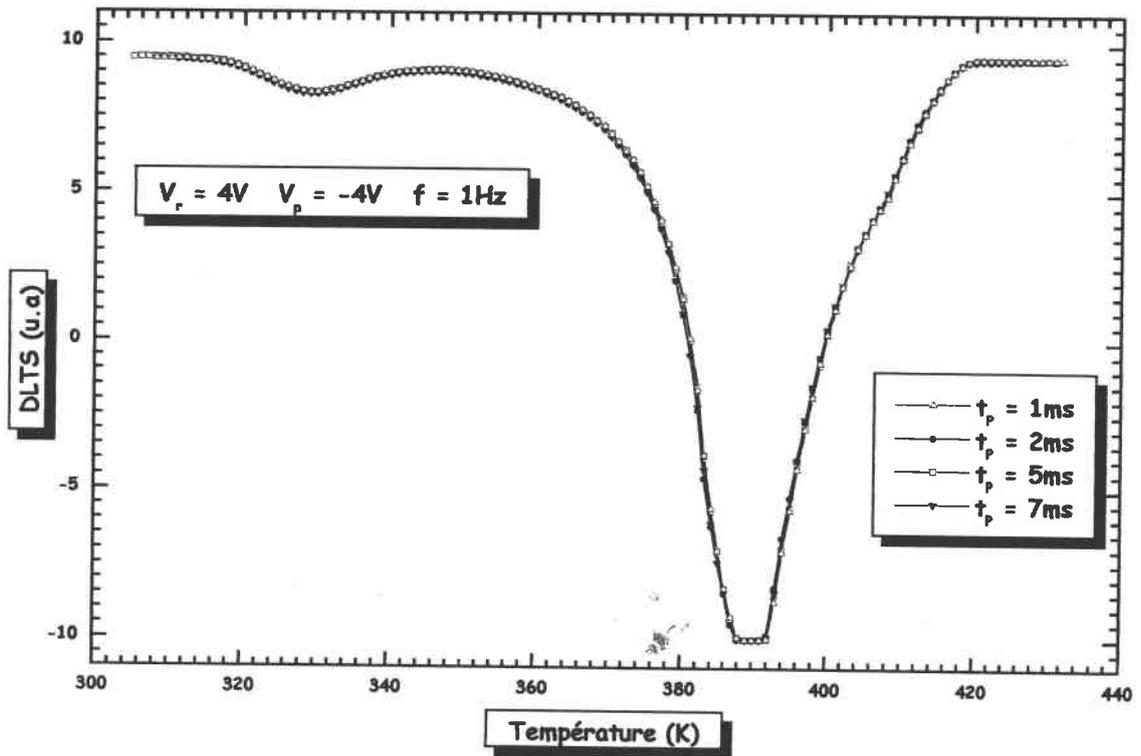


Figure 18 : Spectre DLTS à  $t_p$  variable entre 1 et 7ms

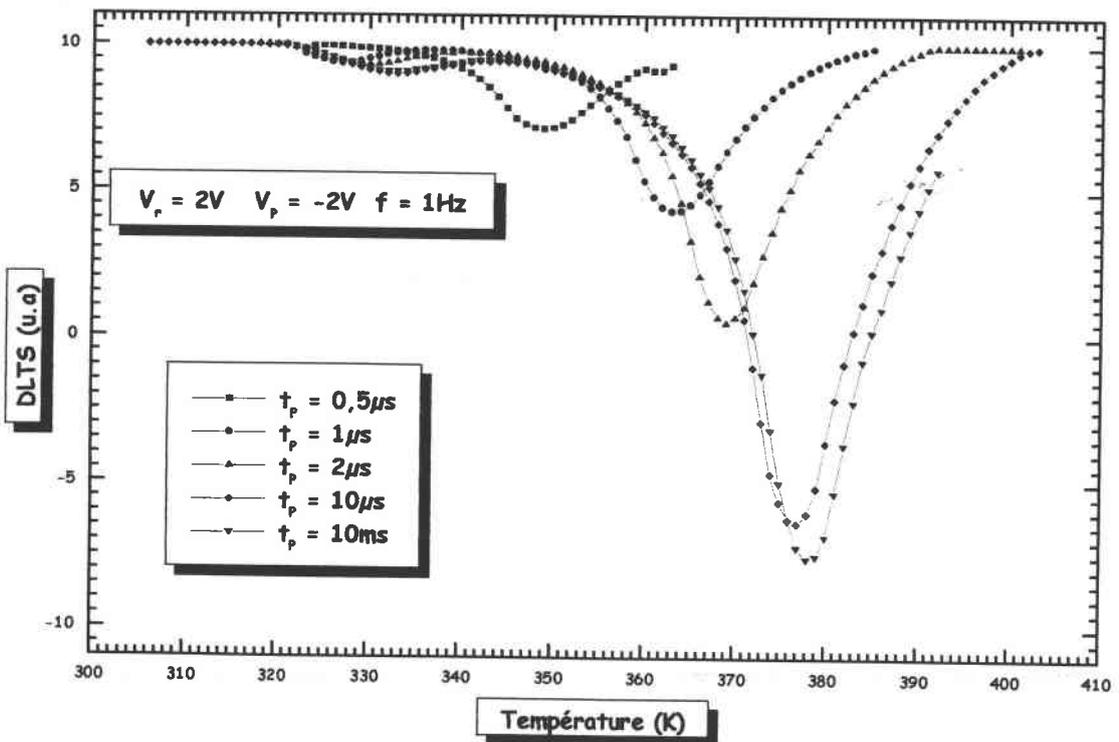


Figure 19 : Spectre DLTS à  $t_p$  variable de 0,5µs à 10ms

Dans tout ce qui suit, nous avons fait les mesures avec des largeurs d'impulsion de 5 ou 10ms . Dans le paragraphe suivant, nous allons étudier l'effet de la tension de polarisation au repos sur la forme et la position des pics.

### III.2 Etude en fonction de la tension de repos $V_r$ ,

On constate d'après la Figure 20 que lorsque la tension de repos  $V_r$  diminue, l'amplitude du deuxième pic diminue aussi et sa position se décale vers les basses températures. Le premier pic est difficilement identifiable à partir de  $V_r < 1V$ , même pour les échantillons type A. Quand  $V_r$  devient inférieure à 1V on n'obtient qu'un seul pic dont l'amplitude est supérieure à celle du premier, et, à  $V_r = 0,2V$  l'amplitude du pic est très réduite (Figure 20).

La variation de l'amplitude du spectre DLTS avec la variation de la tension de repos indique que les deux pics sont liés à la génération des porteurs minoritaires [54]. En effet, la tension de repos est équivalente à la tension d'inversion de la structure MOS, donc lorsque  $V_r$  décroît, il faut moins de charges du côté semi-conducteur pour l'équilibrer, ce qui se traduit par des réponses transitoires de la capacité de faibles amplitudes et de durées plus courtes. Ainsi les pics DLTS sont moins profonds et leurs positions en température diminuent.

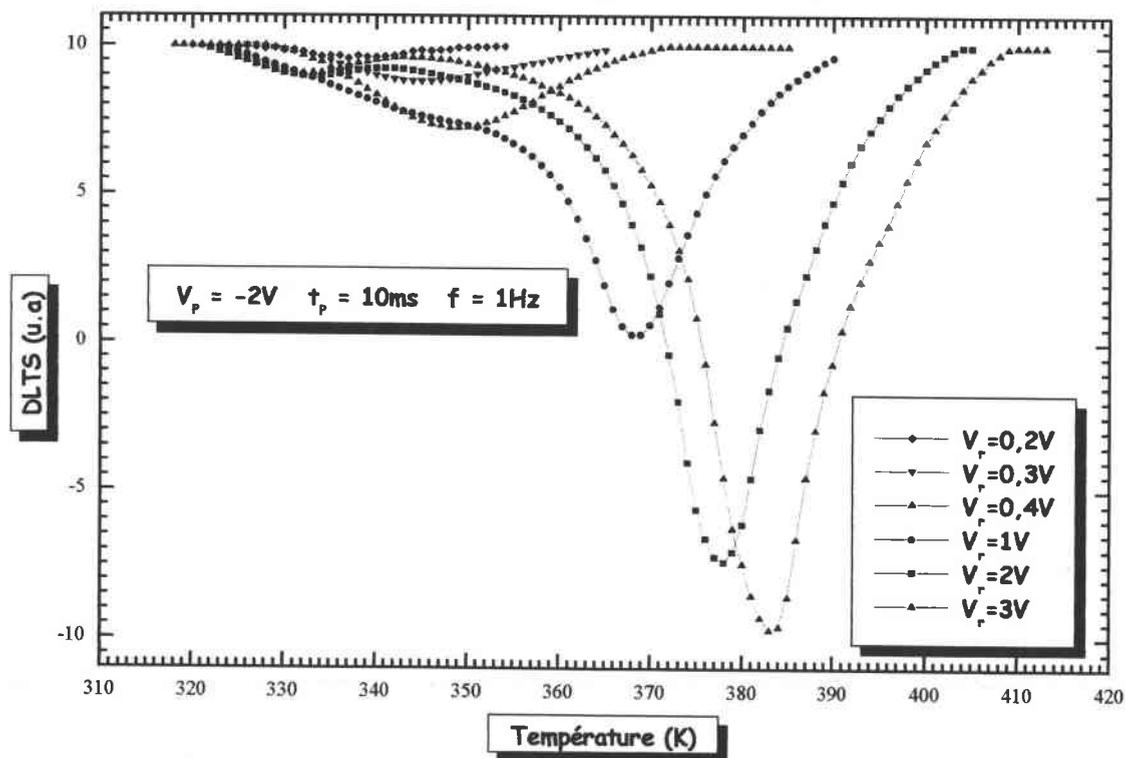


Figure 20 : Spectres DLTS à  $V_r$  variable

III.3 Etude en fonction de la hauteur d'impulsion  $V_p$

La Figure 21 présente des spectres DLTS obtenus sur un échantillon de type A en faisant varier la hauteur d'impulsion  $V_p$ .

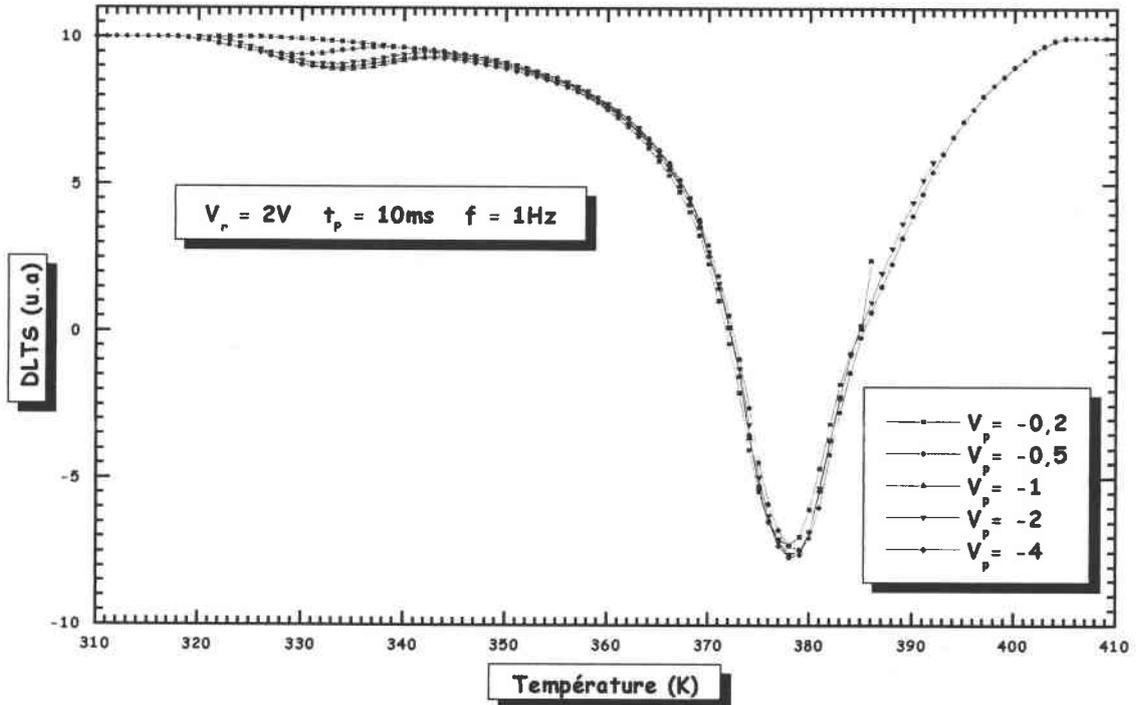


Figure 21 : Spectres DLTS à  $V_p$  variable

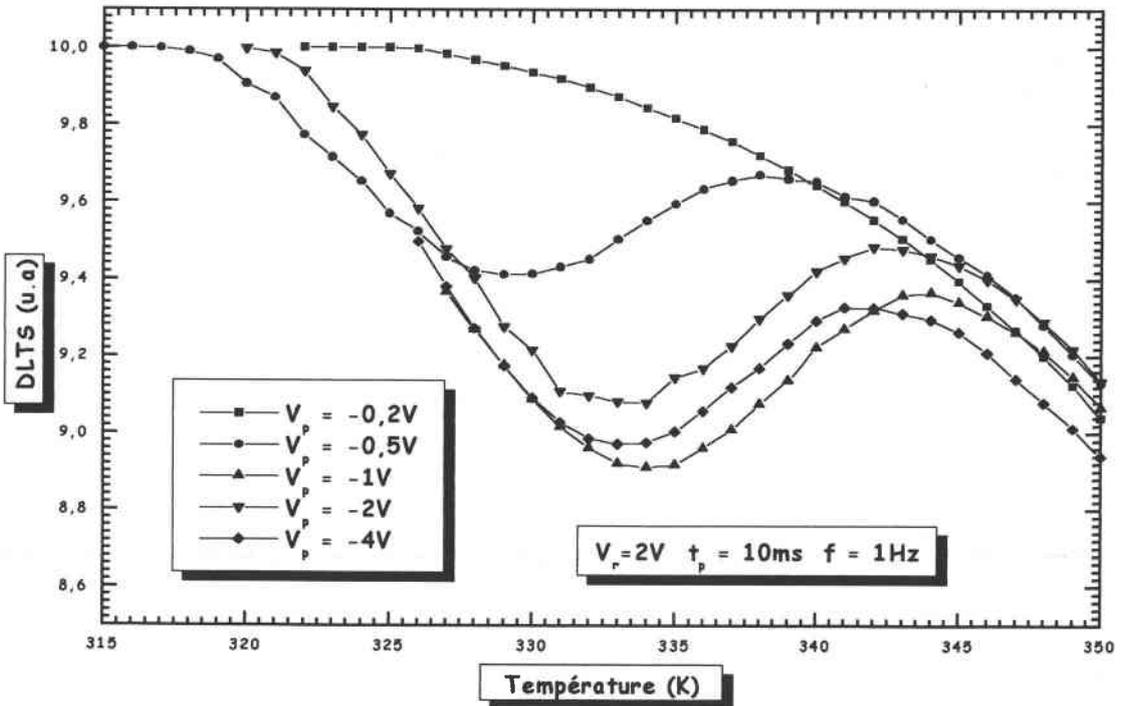


Figure 22 : Variation de la position du premier pic avec  $V_p$

La position du deuxième pic ne varie pas. Celle du premier pic ne change pas comme il est prédit théoriquement dans le cas de présence d'états d'interface (Figure 22). En effet, le pic devrait se décaler vers les basses températures lorsque  $V_p$  augmente en valeur absolue, or c'est le contraire qui est observé.

Ceci nous montre que ces pics ne sont pas dus à des états d'interface. L'amplitude du premier pic diminue quand on s'éloigne de l'accumulation forte, et il disparaît complètement à  $V_p = -0,2V$ .

Lorsque la tension  $V_p$  devient inférieure à la tension de bandes plates,  $V_{FB} \cong -0,9V$ , la structure se trouve en régime d'accumulation et donc toute la couche d'inversion qui pourrait être présente est détruite. Au contraire, dans le cas où  $V_p$  est supérieure à  $V_{FB}$ , des porteurs minoritaires peuvent subsister dans la zone de charge d'espace. On peut supposer alors que dans le cas où  $V_p > V_{FB}$  il y aurait moins de porteurs minoritaires à générer dans la ZCE pour atteindre l'équilibre que si  $V_p < V_{FB}$ . Le signal transitoire sera donc d'amplitude plus faible et le pic se déplacera vers les basses températures.

Les pics DLTS sont vraisemblablement dus à la génération des porteurs minoritaires. Nous allons dans les paragraphes suivants mener une étude en fonction de la fréquence du signal de synchronisation, afin de déterminer les énergies d'activation des pics et identifier les mécanismes mis en jeu pour former la couche d'inversion.

### **III.4 Etude en fonction de la fréquence**

#### **III.4.1 Etude du pic n°1**

Comme il a été mentionné au début du paragraphe III, le premier pic est difficile à détecter dans les spectres mesurés sur les échantillons type B. L'étude de ce pic n'a donc été faite que sur les structures de type A. Les Figures 23 et 24 montrent, respectivement, l'évolution du premier pic en fonction de la fréquence, et la droite d'Arrhénius obtenus pour un échantillon d'épaisseur d'oxyde égale à 50nm. Les conditions expérimentales sont les suivantes :

Tension inverse  $V_r = -2V$

Hauteur d'impulsion  $V_p = 2V$ .

Largeur d'impulsion  $t_p = 10ms$ .

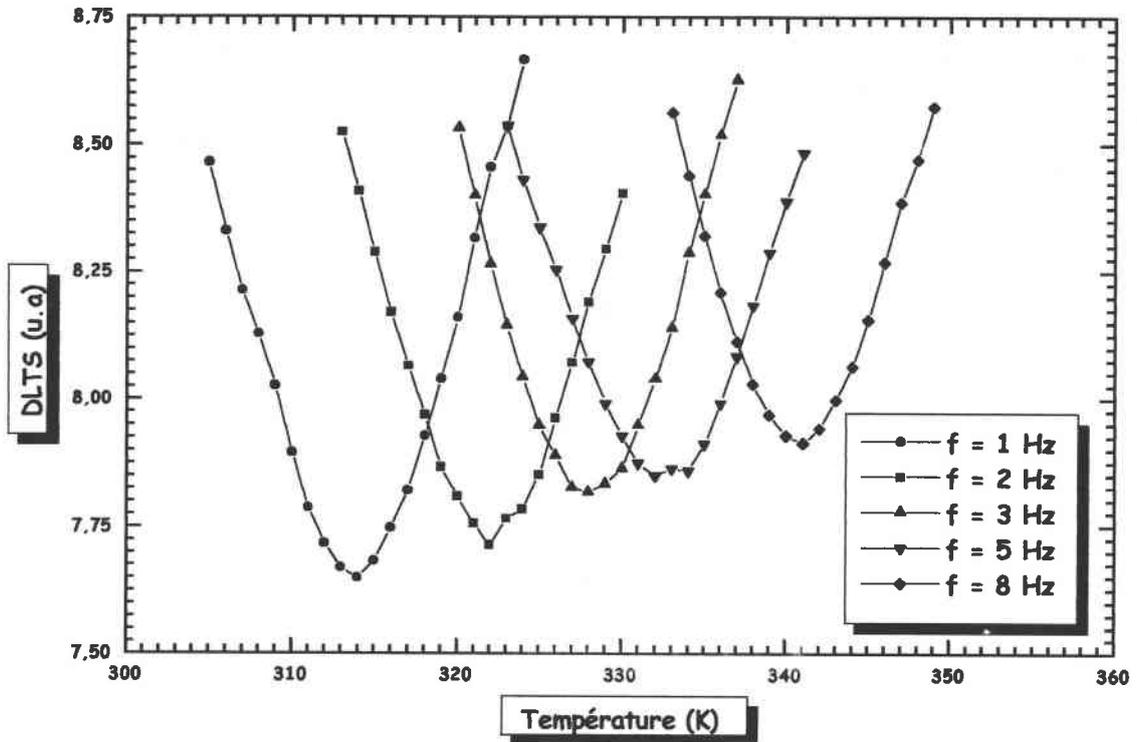


Figure 23 : Evolution de la position du premier pic en fonction de la fréquence

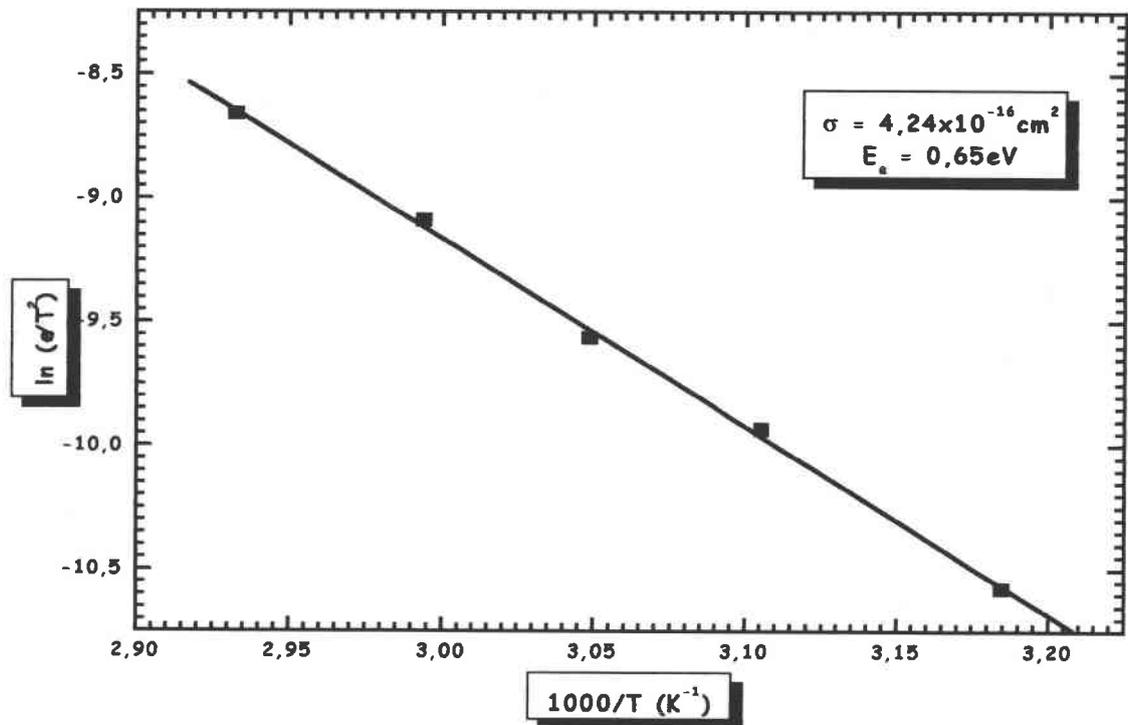


Figure 24 : Droite d'Arrhénius obtenue pour le premier pic

Nous obtenons une énergie d'activation de  $0,65 \text{ eV}$  qui est l'énergie d'un centre très proche du milieu du gap du semi-conducteur. On peut donc considérer que le pic DLTS est dû à la génération des porteurs minoritaires dans le volume de la zone de charge d'espace [55]. En

effet, lorsqu'il s'agit d'un niveau profond de concentration  $N_t$  et situé à une énergie  $E_t - E_v$  au-dessus de la bande de valence, le taux de recombinaison SRH s'écrit :

$$U = \frac{\sigma_n \sigma_p V_{th} N_t (np - n_i^2)}{\sigma_n \left( n + N_c \exp\left(\frac{E_t - E_c}{KT}\right) \right) + \sigma_p \left( p + N_v \exp\left(\frac{E_v - E_t}{KT}\right) \right)} \quad (\text{III - 7})$$

Les symboles utilisés dans l'équation, ont leurs définitions usuelles. En considérant que dans la zone de charge d'espace, les concentrations  $n$  en électrons et  $p$  en trous sont nulles, et que  $(E_c - E_t) \cong (E_t - E_v) \cong E_G/2$  dans le cas d'un centre de génération, l'équation (III - 7) devient :

$$U = \frac{\sigma_n \sigma_p V_{th} N_t n_i^2}{(\sigma_n N_c + \sigma_p N_v) \exp\left(\frac{-E_G}{2KT}\right)} \quad (\text{III - 8})$$

Le terme  $n_i^2$  a une variation en  $T^3 \exp\left(-\frac{E_G}{KT}\right)$ , et la vitesse thermique  $V_{th}$  varie en  $T^{0,5}$ .

Donc le facteur pré-exponentiel du numérateur a une dépendance en  $T^{3,5}$ . Les densités effectives quant à elles, varient en  $T^{1,5}$ , ce qui donne, en négligeant les variations des sections efficaces de capture :

$$U \propto \frac{T^{3,5} \exp\left(\frac{-E_G}{2KT}\right)}{T^{1,5} \exp\left(\frac{-E_G}{2KT}\right)} \approx T^2 \exp\left(\frac{-E_G}{2KT}\right) \quad (\text{III - 9})$$

En utilisant le modèle ci-dessus, la pente de la droite d'Arrhénius doit donner  $E_G/2$  ce qui est le cas. Le modèle sera développé à la fin de ce chapitre pour déterminer la durée de vie de génération des porteurs minoritaires par l'analyse du spectre DLTS.

### III.4.2 Etude du pic n°2

Nous avons représenté les spectres DLTS et les droites d'Arrhénius correspondant à deux échantillons de dopage différents et de même épaisseur d'oxyde.

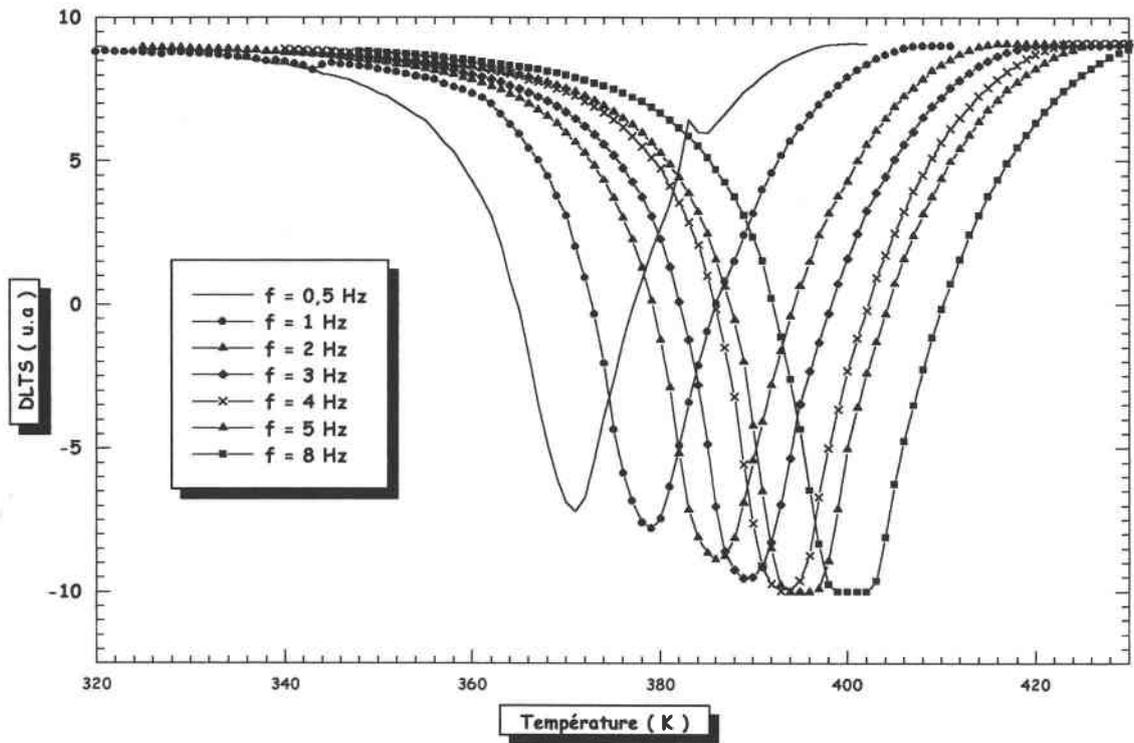


Figure 25 : Evolution du deuxième pic en fonction de la fréquence ( $N_a = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ )

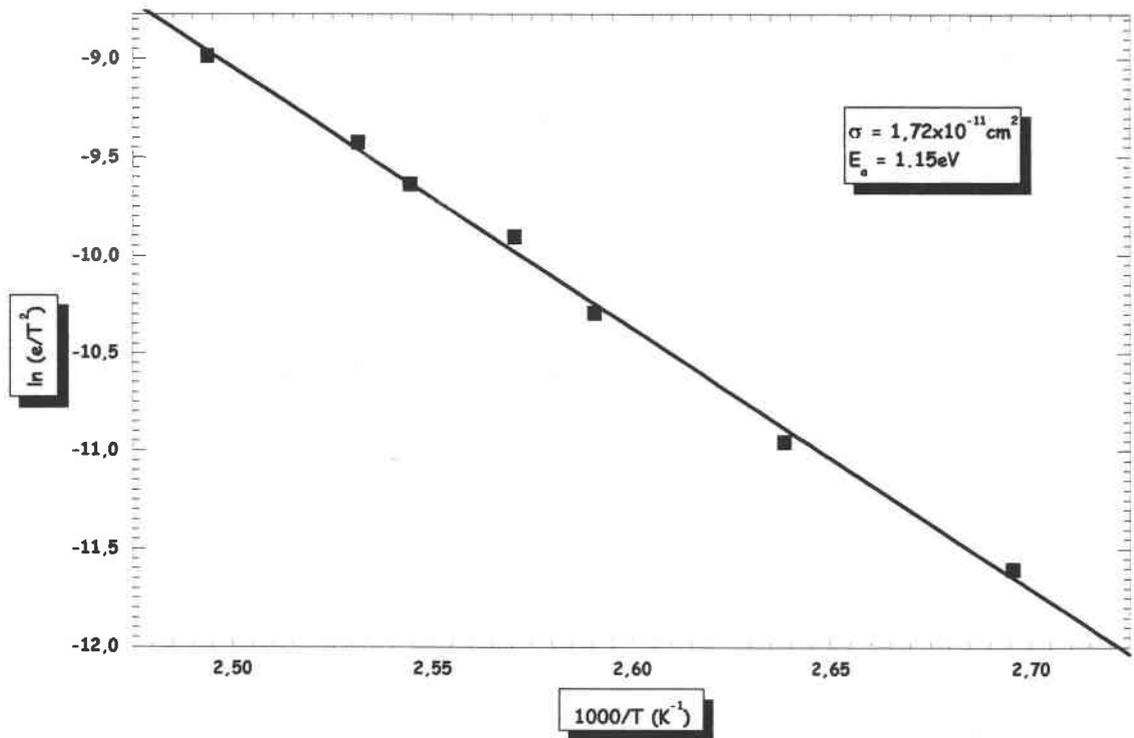


Figure 26 : Droite d'Arrhénius obtenue pour le deuxième pic ( $N_a = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ )

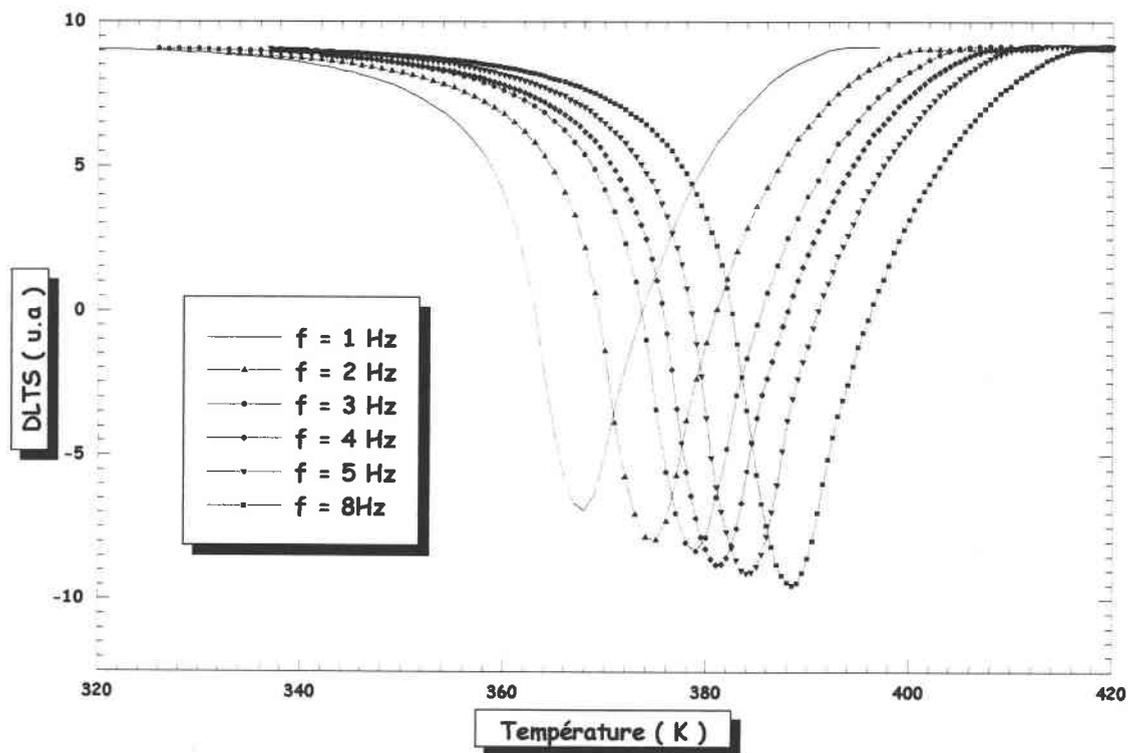


Figure 27 : Variation de la position du deuxième pic en fonction de la fréquence ( $N_a = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ )

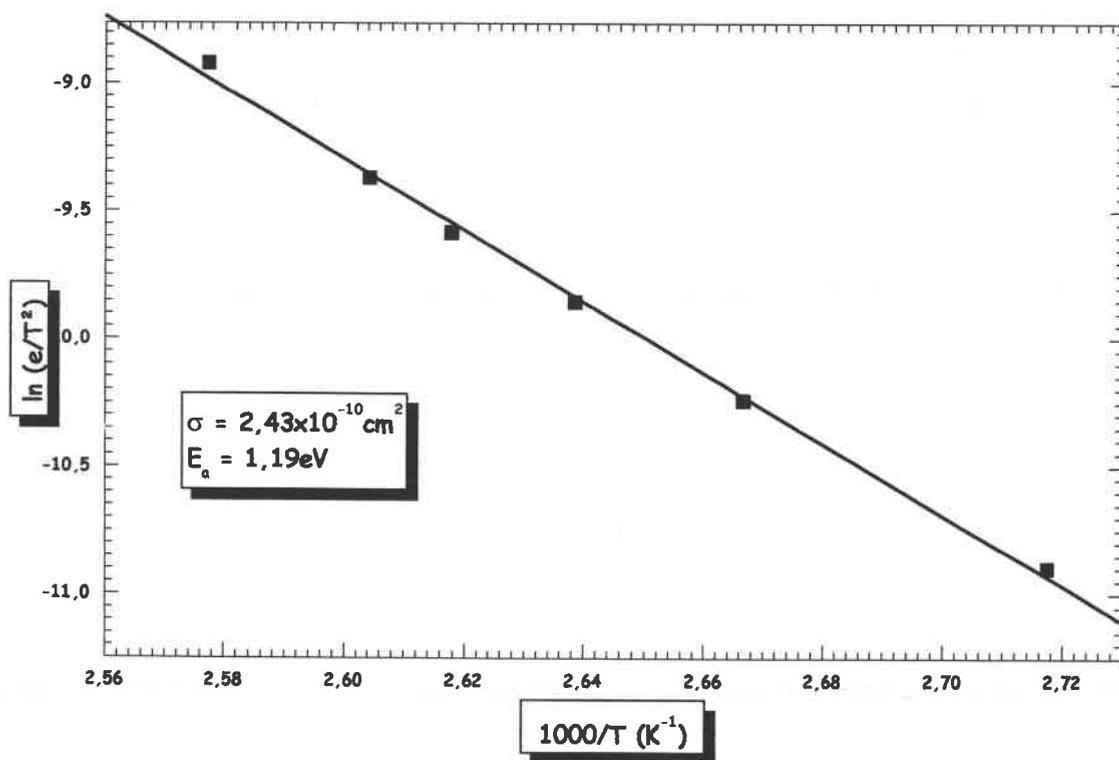


Figure 28 : Droite d'Arrhénus obtenue pour le deuxième pic ( $N_a = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ )

Les énergies d'activation calculées sont respectivement  $1,15eV$  et  $1,2eV$ . Ces deux valeurs sont très proches de la valeur du gap du silicium, ce qui montre bien que ce pic est dû au courant de diffusion [54] caractérisé par la longueur de diffusion  $L_n$  et la durée de vie de recombinaison  $\tau_r$  des porteurs minoritaires. Cette conclusion est tirée de l'observation la dépendance en température de la densité de courant  $J$ . La densité de courant de diffusion, dans le cas d'un semi-conducteur type P s'écrit :

$$J \cong qD_n \frac{n_i^2}{N_a L_n'} \cong qD_n \frac{N_c N_v \exp\left(-\frac{E_G}{KT}\right)}{N_a L_n'} \quad (\text{III - 1})$$

En considérant les dépendances en température du coefficient de diffusion  $D_n$  qui varie en  $T^{-1,5}$ , et les variations des densités effectives  $N_c$  et  $N_v$ , la densité de courant variera en  $T^{1,5}$ , si on néglige toute dépendance en température de la longueur effective de diffusion. Une différence de quelques meV existera puisque dans la droite d'Arrhénius on considère une dépendance en  $T^2$  [54].

Nous présenterons dans le paragraphe suivant comment nous pouvons déterminer la longueur de diffusion  $L_n$  et la durée de vie de recombinaison  $\tau_r$ , ainsi que la durée de vie de génération  $\tau_g$  des porteurs minoritaires à partir des mesures de la capacité en fonction du temps  $C(t)$ .

#### IV ETUDE DES MESURES CAPACITE TE MPS

Ce paragraphe est consacré à la détermination des constantes relatives aux phénomènes responsables de la formation de la couche d'inversion dans nos structures. Il s'agit, comme nous l'avons vu par spectroscopie DLTS, de la durée de vie effective de génération des porteurs minoritaires et de la longueur de diffusion.

Dans la première partie, nous allons nous intéresser aux échantillons B et C, de dopage  $N_a = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  (transistors et capacités), et nous consacrerons la deuxième partie aux transistors type A, de dopage  $N_a = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ .

##### IV.1 Etude des structures type B et C

La Figure 29 présente des réponses de la capacité en fonction du temps enregistrées respectivement sur des transistors et des capacités pour les deux épaisseurs d'oxyde dont nous

disposons. A  $t < 0s$ , les échantillons sont polarisés en accumulation sous une tension de  $-4V$  de manière à empêcher toute présence de porteurs minoritaires. A  $t > 0s$ , on porte la tension à  $4V$  de manière à passer en régime de déplétion profonde. Les signaux transitoires sont enregistrés à  $300K$  à l'obscurité totale. Ces signaux résultent de la génération des porteurs minoritaires qui apparaît lorsque la structure passe progressivement du régime de déplétion profonde au régime d'inversion.

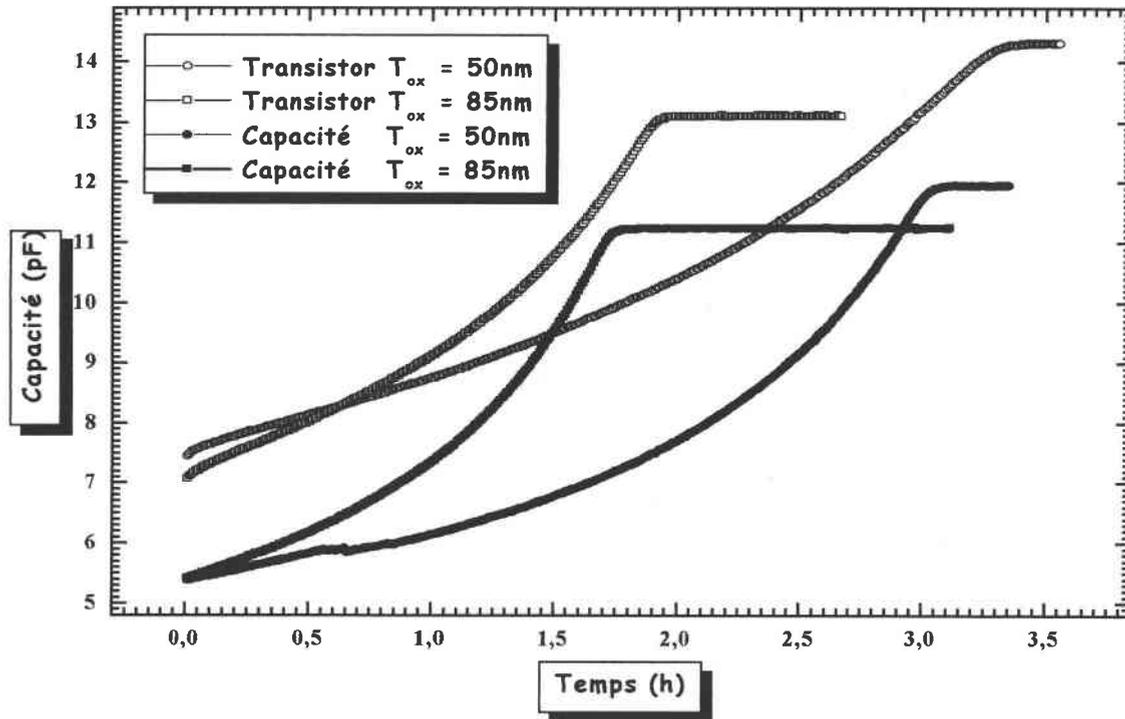


Figure 29 : Réponses  $C(t)$  obtenues sur des échantillons type B et C avec deux épaisseurs d'oxyde différentes

Nous constatons d'après ces deux figures que les durées des réponses transitoires de capacité sont très longues (quelques heures), ce qui prouve que les courants d'obscurité sont difficiles à générer et que donc, les structures sont de bonne qualité. On note également que la durée des signaux transitoires est plus importante dans le cas des faibles épaisseurs d'oxyde.

Lorsque  $T_{ox}$  est faible, la capacité d'oxyde devient importante puisqu'elle est inversement proportionnelle à ce paramètre, et donc la capacité totale est aussi plus importante étant donné qu'elle consiste en la mise en série de cette capacité d'oxyde avec la capacité du semi-conducteur.

#### IV.1.1 Application de la méthode de Zerbst

La Figure 30 présente les courbes de Zerbst relatives à des signaux transitoires de la Figure 29. Nous remarquons que les pentes de ces courbes sont quasiment nulles (la même remarque

est observée sur les courbes de Zerst des capacités), ce qui correspond à des durées de vie effectives de génération de porteurs très grandes qui n'ont pas de signification physique. Les valeurs des ordonnées à l'origine permettent de déterminer la vitesse de génération effective en surface  $S_{eff}$ . Ce paramètre dépend de la vitesse de génération en surface  $S'_g$  et de la longueur effective de diffusion  $L'_n$ .

A partir des résultats précédents qui ne montrent pas la présence de densité d'états d'interface importante, nous supposons que le processus de génération en surface est négligeable devant la diffusion de porteurs minoritaires depuis la zone quasi-neutre du semi-conducteur. Nous pouvons dans ce cas déduire directement la longueur effective de diffusion  $L'_n$  à partir des valeurs de  $S_{eff}$  grâce aux équations.

Dans notre cas les contacts ohmiques sont réalisés en surdopant la région superficielle du semi-conducteur, on réalise ainsi des jonctions P-P<sup>+</sup> dont la hauteur de barrière empêche toute diffusion de porteurs provenant du métal. Nous pourrions donc négliger la génération ou diffusion de porteurs minoritaires provenant du contact ohmique [10].

Les longueurs de diffusion réelles sont déterminées par résolution numérique de l'équation suivante (paragraphe IV-3 du chapitre II) :

$$L'_n = L_n \frac{ch\left(\frac{T-W}{L_n}\right)}{sh\left(\frac{T-W}{L_n}\right)} \quad (\text{III - 10})$$

$T = 512 \mu m$  : épaisseur du substrat.

$W$  : largeur maximale de la zone de charge d'espace.

Connaissant la longueur de diffusion des électrons dans le substrat P, il devient facile de calculer la durée de vie de recombinaison des porteurs minoritaires  $\tau_r$  à partir de l'équation suivante :

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_r} \quad (\text{III - 11})$$

où  $D_n$  représente la constante de diffusion des électrons exprimée en  $cm^2 s^{-1}$ .

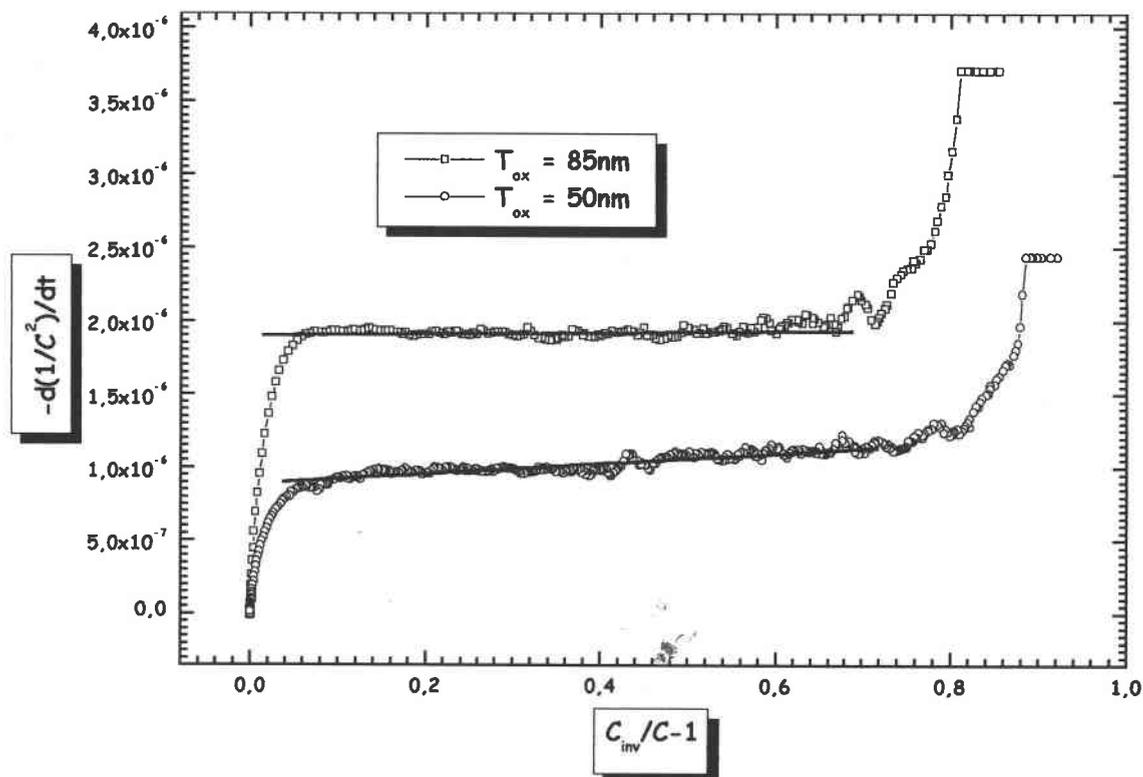


Figure 30 : Courbes de Zerbst obtenues pour les échantillons type B

Le Tableau 3 résume les résultats de calcul obtenus sur les transistors de la série B et les capacités de la série C.

Structure	$T_{ox}$ (nm)	Durée (h)	$S_{eff}$ ( $cms^{-1}$ )	$L_n$ ( $\mu m$ )	$\tau_r$ (ms)
Transistor	50	3,35	$2,82 \times 10^{-3}$	1362	0,5
	85	1,9	$3,25 \times 10^{-3}$	1195	0,38
Capacité	50	3,1	$7,6 \times 10^{-3}$	719	0,14
	85	1,75	$7,19 \times 10^{-3}$	744	0,15

Tableau 3 : Longueurs de diffusion et durées de vie de recombinaison déterminées à partir des courbes de Zerbst

La remarque que l'on peut faire en observant ce tableau est que les valeurs de la durée de vie de recombinaison obtenues varient selon le type de structures (capacité ou transistor). Elle est plus importante pour les transistors que pour les condensateurs. Cette différence n'est pas due au phénomène de diffusion des électrons à partir des caissons (drain et source) des transistors car si c'était le cas, la durée de vie de recombinaison évoluerait en sens contraire. En effet, la

durée des réponses transitoires va être plus courte que dans le cas des capacités PMOS, et donc la durée de vie devrait être plus faible étant donné qu'il faudrait générer moins d'électrons pour établir le régime d'inversion. Cette différence n'est due qu'à la différence des aires entre les capacités PMOS et les transistors NMOSFETs. Les surfaces des structures étant directement liées à la capacité d'oxyde, elles affectent aussi bien la capacité initiale que la capacité d'inversion ce qui se reflète sur la durée de vie de recombinaison. Nous avons vérifié cette hypothèse en simulant des spectres DLTS avec les valeurs des longueurs de diffusion obtenues. Nous avons trouvé que les positions des pics sont pratiquement les mêmes que celles obtenues expérimentalement.

#### IV.1.2 Calcul de la longueur de diffusion

Les tracés des caractéristiques  $1 - \left(\frac{C_i}{C}\right)^2$  en fonction du temps  $t$  (Figure 31) obtenues pour les signaux transitoires de capacité de la Figure 29 présentent un comportement linéaire, ce qui confirme la dominance du phénomène de diffusion prédite par la DLTS dans ce type d'échantillons [10].  $C_i$  représente la capacité initiale. Les pentes de ces droites sont inversement proportionnelles à la constante effective de diffusion  $L'_n$ .

Les longueurs de diffusion réelles sont déterminées de la même manière que dans le paragraphe précédent.

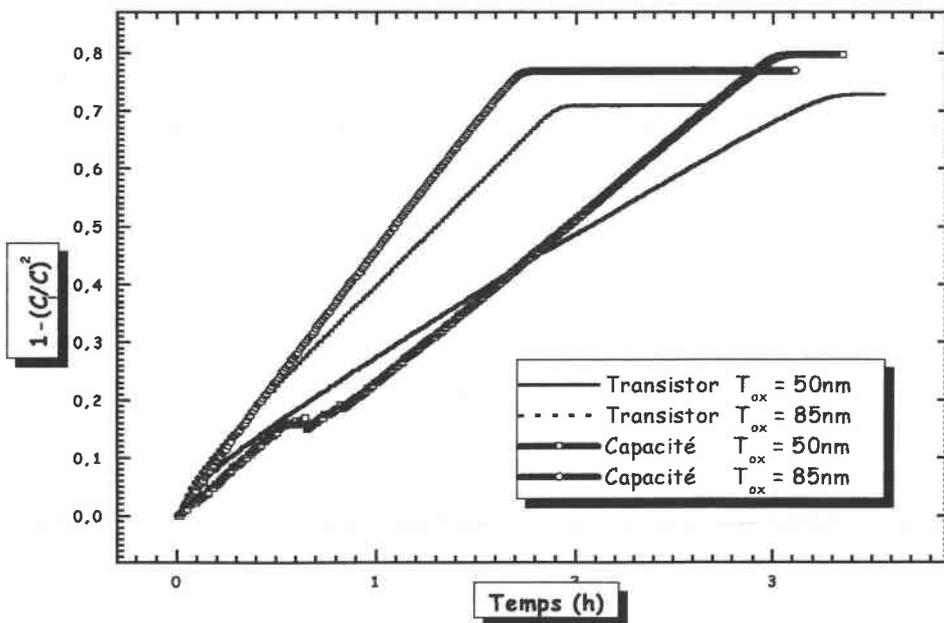


Figure 31 : Caractéristiques  $1 - \left(\frac{C_i}{C}\right)^2$  en fonction des échantillons

Le tableau ci dessous récapitule les résultats obtenus :

<i>Structure</i>	$T_{ox}$ (nm)	$L_n$ ( $\mu m$ )	$\tau_r$ (ms)
<i>Transistor</i>	50	1239	0,41
	85	1188	0,38
<i>Capacité</i>	50	715	0,14
	85	746	0,15

Tableau 4 : Longueurs de diffusion et durées de vie de recombinaison calculées par la

$$\text{méthode } 1 - \left( \frac{C_i}{C} \right)^2$$

On peut faire sur ce tableau, la même remarque que celle discutée au paragraphe précédent. La durée de vie de recombinaison des minoritaires dans les capacités est faible comparée à celle des transistors.

En comparant les résultats des tableaux 3 et 4, nous constatons qu'on obtient pratiquement les mêmes durées de vie de recombinaison des porteurs minoritaires, ce qui confirme l'hypothèse que nous avons fait pour appliquer la méthode de Zerbst au calcul de la longueur de diffusion. Nous concluons donc, que la génération des porteurs minoritaires en surface est négligeable dans nos structures.

#### IV.2 Etude des échantillons type A ( $N_a = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ )

##### IV.2.1 Application de la méthode de Zerbst

Les durées de vie de génération que l'on peut calculer sont souvent effectives, car elles contiennent deux composantes de génération, une en surface et l'autre en volume (équation : II – 54).

Sur la Figure 32 nous avons représenté deux exemples typiques de courbes C(t) obtenues pour des échantillons type A d'épaisseurs égales à 50 et 85 nm. Les mesures sont faites à  $T=300K$  et à l'obscurité. Les structures MOS sont polarisées à 4V durant la mesure du signal transitoire, et à -4V lorsque  $t < 0s$ . Nous ne disposons pas de capacités réalisées sur des substrats de même dopage.

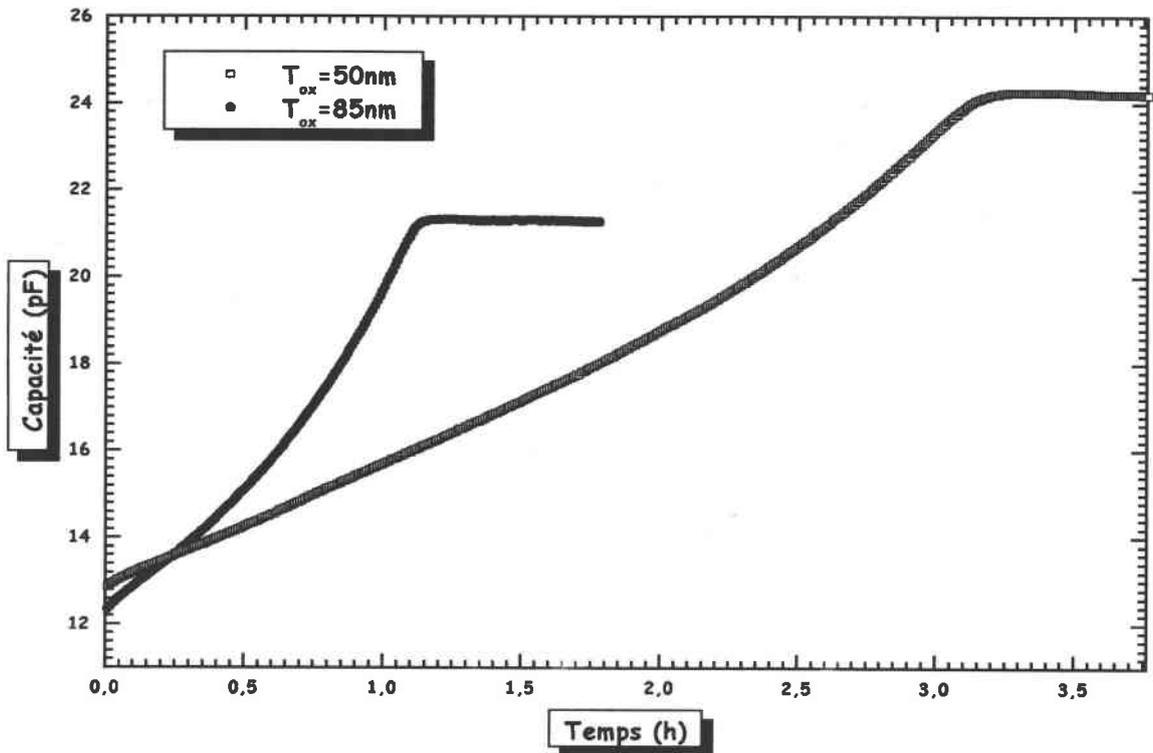


Figure 32 : Caractéristiques capacité temps de deux transistors type A et d'épaisseurs d'oxyde différentes

Les courbes de Zerbst correspondant aux réponses transitoires de la Figure 32 sont représentées sur la Figure 33.

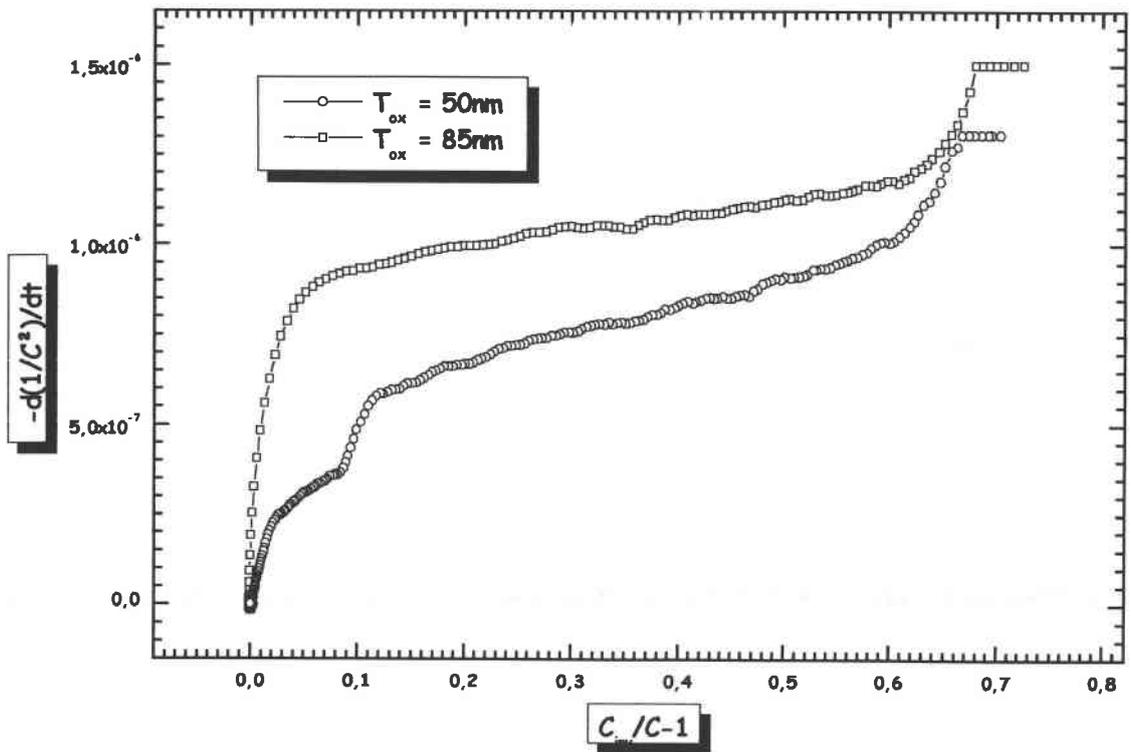


Figure 33 : Courbes de Zerbst calculées à partir des caractéristiques  $C(t)$

Le tableau ci dessous donne les valeurs moyennes des durées de vie effectives de génération ainsi que les vitesses effectives de génération en surface, calculées pour quelques échantillons. Les équations qui permettent de faire ces calculs sont détaillées dans le paragraphe III-2 du chapitre II.

Structure	$T_{ox}$	$C_{inv}$ (pF)	$\tau'_g$ (ms)	$S_{eff}$ (cm/s)
Transistor	85	21	10±5	7±3
	50	24	9,6	4,4

Tableau 5 : Résultats obtenus avec la méthode de Zerbst

On note que les valeurs obtenues sont très variables.

Nous avons utilisé ces résultats pour simuler les spectres DLTS, par la méthode boxcar, dans le cas où la durée de vie effective de génération se limite à la durée de vie de génération dans la zone de charge d'espace, et lorsque le terme de génération en surface est dominé par le terme de diffusion depuis la région quasi-neutre. Nous avons donc pris les valeurs suivantes :

$\tau'_g = 8,7ms$  et  $L'_n = 313\mu m$  obtenues sur des structures ayant une épaisseur d'oxyde de **85nm**.

La Figure 34 présente une superposition d'un spectre DLTS simulé avec les paramètres précédents et d'une mesure réalisée avec le procédé boxcar en choisissant  $t_1 = 0,48s$  et  $t_2 = 2t_1$ . On remarque que le pic 2 dû à la diffusion se situe entre 370 et 380K tout comme le pic 2' obtenu par simulation en considérant un signal transitoire de capacité dû à la diffusion depuis la région quasi-neutre et exprimé par l'équation suivante :

$$C(t) = \frac{C_i}{\sqrt{1 - \frac{t}{t_a}}} \quad (\text{III - 12})$$

Par contre les pics 1 et 1' sont très éloignés l'un de l'autre, le pic 1' étant simulé en considérant un signal transitoire de capacité dû à la génération et exprimé par l'équation suivante :

$$\frac{Ut}{N_a C_{ox}} \frac{C_f}{C_{ox}} = \ln \left( \frac{\frac{C_f}{C} - 1}{\frac{C_f}{C_i} - 1} \right) + \left( \frac{C_f}{C} - \frac{C_f}{C_i} \right) \quad (\text{III - 13})$$

Dans le spectre simulé, le pic de diffusion apparaît avant celui de génération ce qui est contraire à la théorie [10]. La génération en volume de la ZCE se manifeste bien avant la diffusion dans la région quasi-neutre, étant donné la dépendance de ce deuxième processus au carré de la concentration intrinsèque  $n_i^2$ . On peut expliquer cette différence par des valeurs de  $\tau'_g$  déterminées à partir de la méthode de Zerbst beaucoup trop grandes.

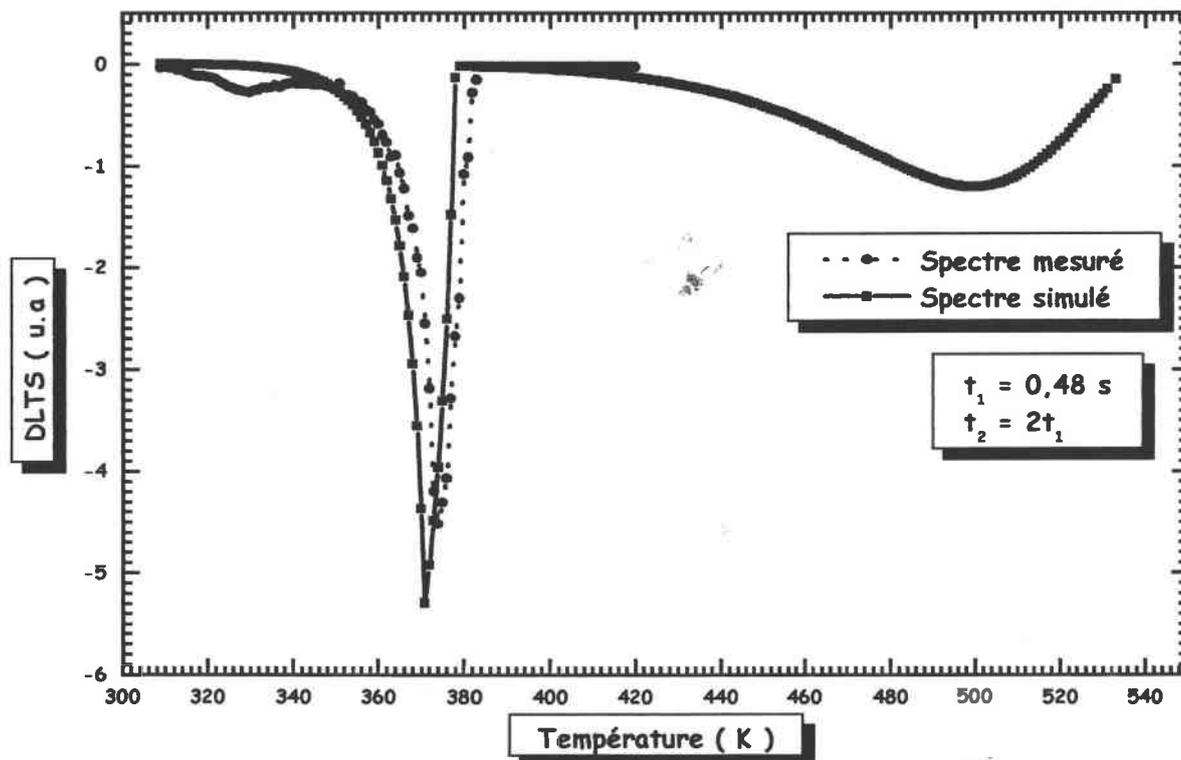


Figure 34 : Comparaison entre un spectre mesuré et un spectre simulé par des valeurs  $\tau'_g$  et  $L'_n$  obtenues par la méthode de Zerbst

Nous allons utiliser dans le paragraphe suivant notre méthode développée dans le chapitre II et qui utilise la spectroscopie DLTS pour déterminer la longueur de diffusion  $L'_n$  et de la durée de vie de génération des porteurs minoritaires  $\tau'_g$ .

#### IV.2.2 Calcul de la longueur de diffusion

Les tracés des caractéristiques  $I - \left(\frac{C_i}{C}\right)^2$  en fonction du temps à partir de mesures capacité-temps faites à la température ambiante, ne présentent pas des comportements linéaires comme

c'est le cas pour les structures de dopage  $N_a = 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Ceci prouve que la diffusion n'est plus le seul phénomène qu'il faut prendre en compte. Les spectres DLTS des échantillons de type A présentent un pic supplémentaire qui est lié à un autre mécanisme de génération des porteurs minoritaires. Afin de favoriser le phénomène de diffusion à partir du volume du semi-conducteur et pouvoir obtenir un ordre de grandeur de la longueur de diffusion pour ces structures, nous avons mesuré un  $C(t)$  à une température supérieure à la température ambiante (320K dans notre cas).

Nous avons obtenu les valeurs suivantes:  $L'_n = 535 \mu\text{m}$ ,  $L_n = 440 \mu\text{m}$  et  $\tau_r = 56,5 \mu\text{s}$ . Dans ce cas nous avons pris  $W = 0,5 \mu\text{m}$ , cette valeur représente l'élargissement maximum de la zone de charge d'espace.

#### IV.3 Détermination des paramètres de génération par spectroscopie DLTS

Nous avons vu dans le paragraphe IV-2-1 que les courbes de Zerst obtenues pour les échantillons de type A donnent des valeurs de durées de vie de génération qui ne sont pas significatives. Ceci est dû au fait que, dans ces structures, deux mécanismes de génération (génération dans la zone de charge d'espace et diffusion à partir de la région quasi-neutre) se manifestent et que la diffusion est le processus dominant.

Nous allons présenter les résultats de la méthode que nous avons développée [56] dans le chapitre II paragraphe IV-5.

Nous avons vu que pour déterminer la longueur de diffusion par notre méthode, il faut tracer la caractéristique  $\ln(t_a T^{1,8})$  en fonction de l'inverse de la température  $T$ , où  $t_a$  est un paramètre fonction de la température qui s'écrit sous la forme :

$$t_a = \frac{\epsilon_{sc}}{\epsilon_{ox}} \left( \frac{C_{ox}}{C_i} \right)^2 \left( \frac{N_a}{n_i} \right)^2 \frac{T_{ox} L'_n}{2 D_n} = Cte \times T^{-1,8} \exp\left(\frac{E_G}{KT}\right) \quad (\text{III} - 14)$$

Les différents paramètres de cette équation sont déjà définis.

Le spectre DLTS boxcar atteint sa valeur minimale lorsque la capacité  $C(t_2)$  atteint la capacité d'inversion  $C_{inv}$ . La valeur de  $t_a$  au pic DLTS est déterminée à partir de l'équation (III – 12). En changeant  $t_2$ , les spectres DLTS se trouvent décalés, ce qui donne de nouvelles valeurs du paramètre  $t_a$ .

Sur la Figure 35 nous avons représenté la caractéristique  $\ln(t_a T^{1,8})$  en fonction de l'inverse de la température. La courbe est bien linéaire, et, à partir de la pente nous avons pu déterminer

une valeur d'énergie de  $1,13eV$  qui est proche de l'énergie du gap du silicium, ce qui confirme la validité de notre modèle. L'intersection du prolongement de la droite avec l'axe des ordonnées nous permet de calculer la longueur effective de diffusion  $L'_n$ .

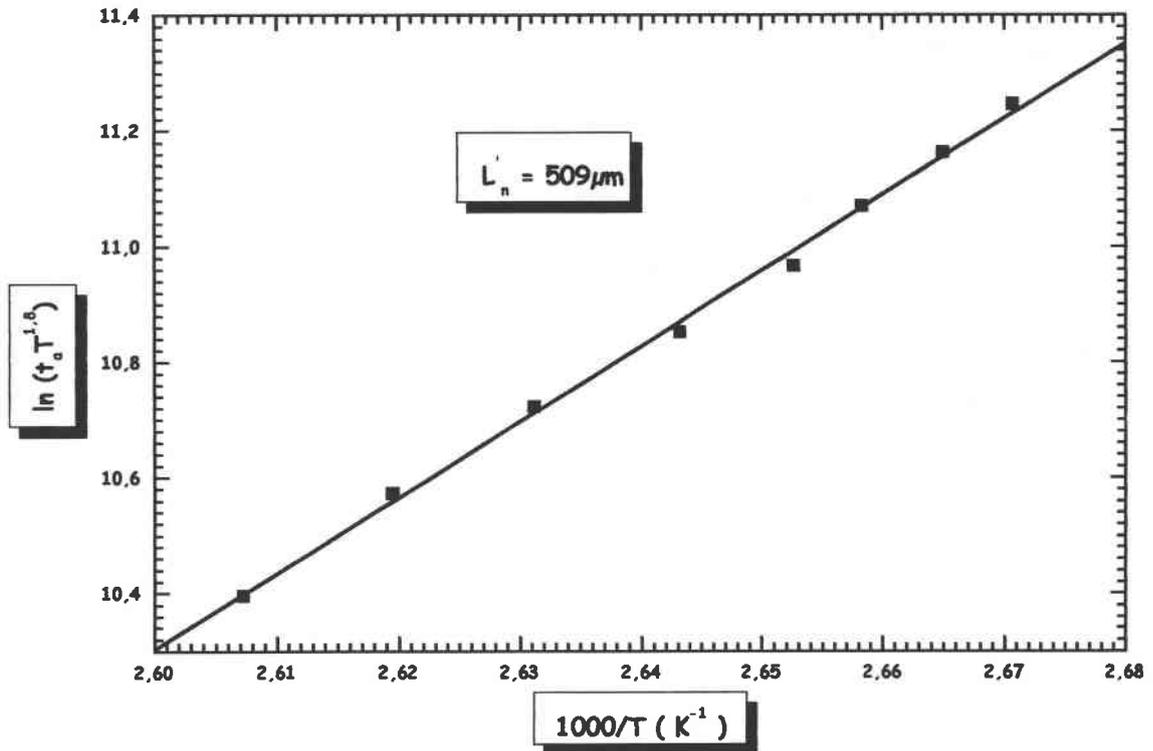


Figure 35 : Caractéristique  $\ln(t_a T^{1,8})$  en fonction de  $\frac{1000}{T}$

Nous avons trouvé pour  $L'_n$  une valeur moyenne de  $509 \mu m$ , cette valeur est du même ordre de grandeur que celle trouvée par la méthode de Zerst, et est en très bon accord avec la valeur de la longueur de diffusion  $L'_n = 484 \mu m$  déterminée à partir de la pente de la caractéristique  $1 - \left(\frac{C_i}{C}\right)^2$  portée en fonction du temps et obtenue à partir d'un signal transitoire de capacité mesuré à  $T = 320 K$ .

**Remarque :** Dans le cas de nos structures, la génération en volume de la zone de charge d'espace contribue à l'établissement du régime d'inversion, la capacité initiale  $C_i$  du signal transitoire de capacité ne correspond pas à celle du signal transitoire de diffusion  $C_{idiff}$ , on

remplace alors,  $C_i$  dans l'équation (III - 12) par  $C_{idiff}$ , où  $C_{idiff}$  est la capacité initiale de diffusion.

La Figure 36 montre le très bon accord entre le spectre DLTS mesuré et le spectre simulé en utilisant la valeur de  $L'_n = 509 \mu m$  déterminée auparavant.

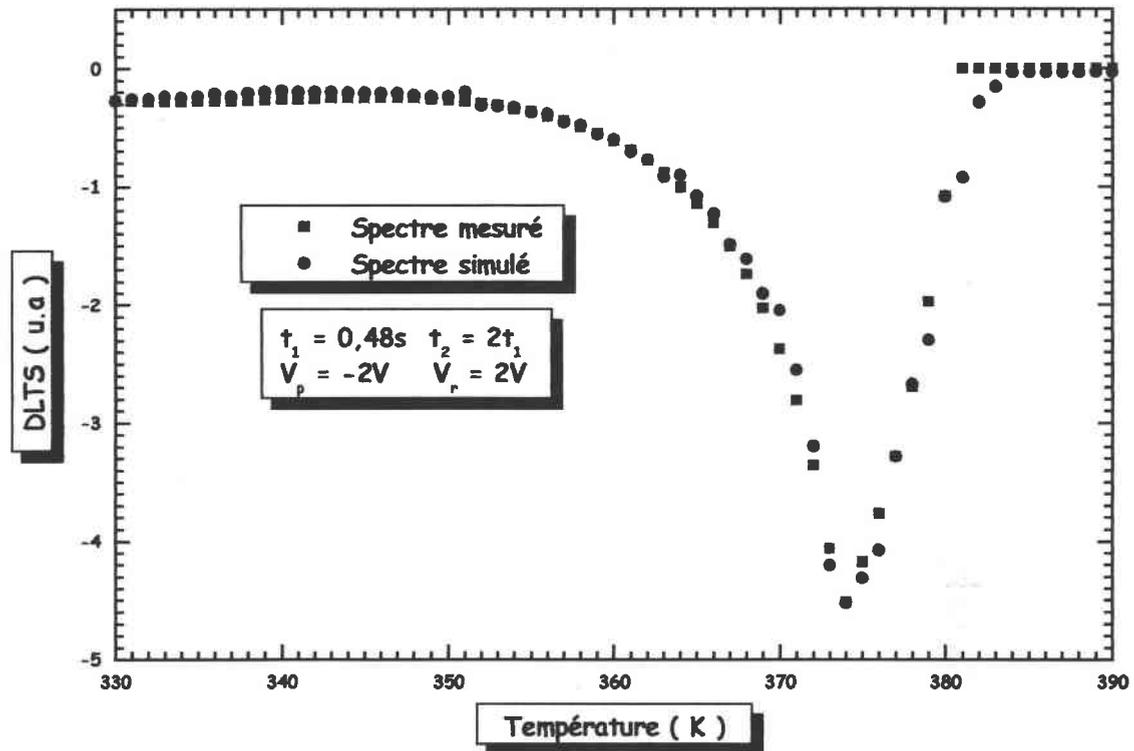


Figure 36 : Comparaison du spectre mesuré avec le spectre simulé avec la valeur de  $L'_n$  calculée par la nouvelle méthode

#### IV.3.1 Détermination de la durée de vie de génération $\tau_g$

Pour déterminer la durée de vie de génération des porteurs minoritaires, nous avons tracé la fonction  $\ln\left(\frac{U}{T^2}\right)$  en fonction de l'inverse de la température (Figure 37), où  $U$  est le taux net

de génération déterminé à partir du pic DLTS. Il s'écrit, dans le cas d'un centre de génération proche du milieu du gap du semi-conducteur, sous la forme :  $U = -\beta T^2 \exp\left(\frac{E_G}{2KT}\right)$ .

La courbe doit avoir un comportement linéaire de pente égale à la moitié de l'énergie du gap du semi-conducteur d'après l'équation (II - 71). L'intersection de cette droite avec l'axe des ordonnées est fonction de  $U$ . Ainsi il devient possible de calculer le taux de génération pour différentes températures et la durée de vie de génération à partir de l'équation :

$$\tau_g = -\frac{n_i}{U} \quad (\text{III - 15})$$

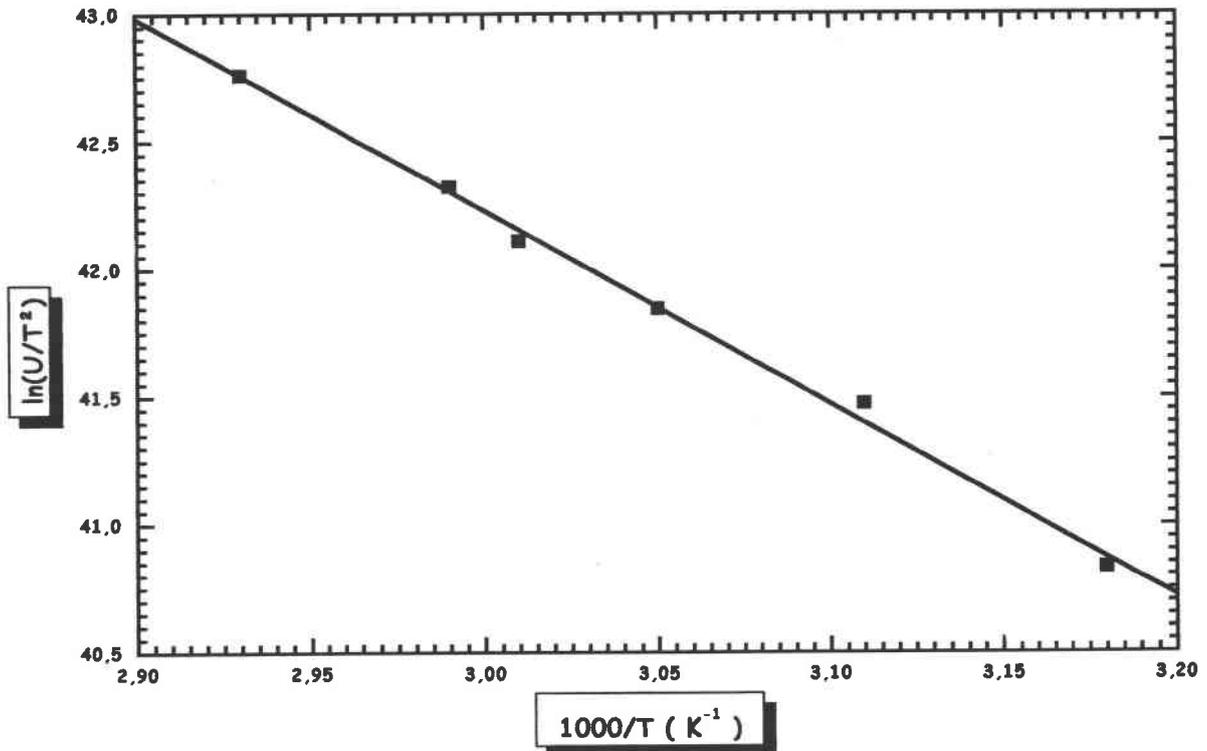


Figure 37 : Caractéristique  $\ln \frac{U}{T^2}$  en fonction de  $\frac{1000}{T}$

Dans l'intervalle de température [300 - 370K] la dépendance en température de la durée de vie de génération est relativement faible. Nous avons trouvé une valeur moyenne de  $0,6 \mu\text{s}$ . Cette faible dépendance en température est due à la position du centre de génération [55] au milieu du gap.

Une grande différence est obtenue entre cette valeur et celle obtenue par la méthode de Zerbst ( $8,7\text{ms}$ ), ceci est dû en plus de ce qui a été évoqué auparavant, au fait de prendre la capacité d'inversion comme capacité finale dans la technique de Zerbst.

Le fait d'avoir une durée de vie de génération faible n'implique pas obligatoirement que la formation de la couche d'inversion est rapide, ceci dépend de l'apport relatif du processus de génération des porteurs minoritaires dans la valeur de  $C_{inv}$ . Dans notre cas cette contribution n'est pas très importante, elle est de l'ordre de  $0,4 pF$  pour les signaux transitoires de capacité enregistrés sur  $1s$ .

Sur la Figure 38, nous avons représenté un spectre DLTS relatif à la génération et un spectre DLTS simulé avec la valeur de la durée de vie déterminée par notre méthode. La différence observée peut être liée à la présence d'un autre mécanisme de génération des minoritaires (diffusion des électrons à partir des caissons drain et source) ou bien au fait qu'il y ait plus qu'un centre discret de génération dans le gap du semi-conducteur.

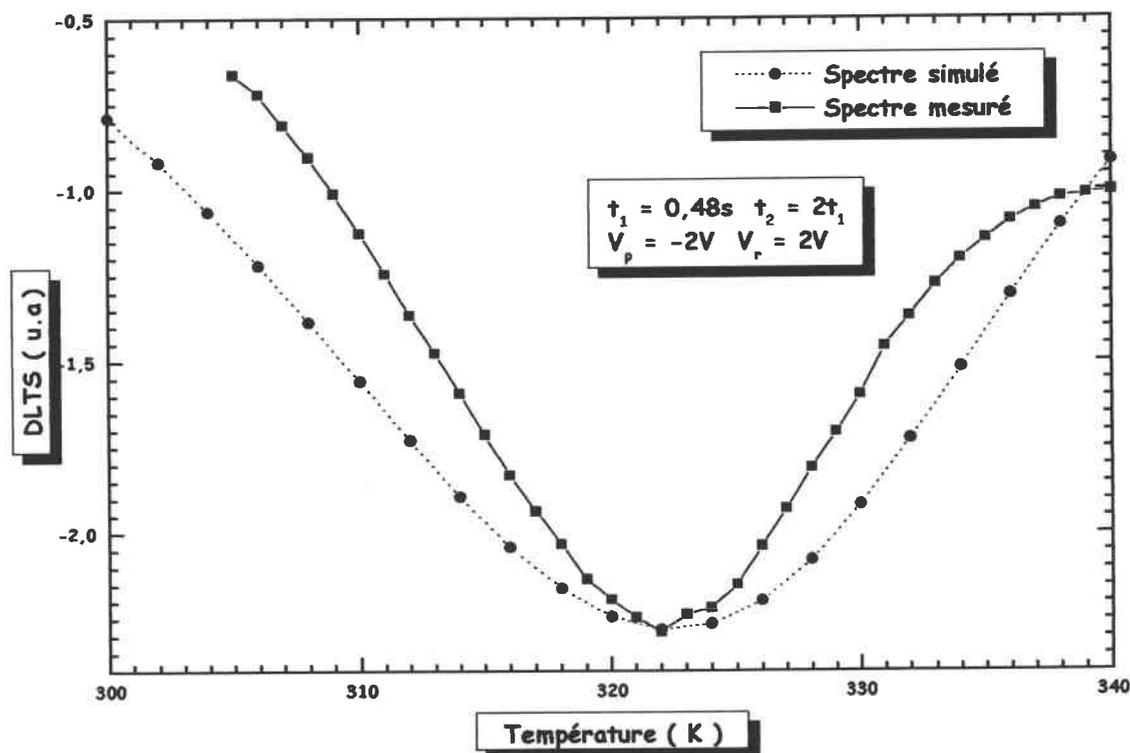


Figure 38 : Comparaison des spectres de génération théorique et expérimental

## V CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons déterminé différents paramètres des structures étudiées (Dopage,  $L_n$ , durées de vie...).

Nous avons aussi relevé les différences observées entre les caractéristiques des transistors et des capacités qui étaient dues, en partie, à la différence des aires entre les deux types de structures.

Par les mesures  $C(V)$ , nous avons relevé le problème de dispersion fréquentielle en régime d'accumulation et déterminé les principales caractéristiques électriques des structures. La spectroscopie DLTS quant à elle, nous a permis, par une étude en fréquence et en fonction de la polarisation, de caractériser et de déterminer les origines du courant d'obscurité. Par contre nous n'avons pas pu détecter de niveaux profonds électriquement actifs dans le semi-conducteur.

Nous avons trouvé par  $C(t)$  et mesures DLTS que le mécanisme de diffusion est le processus dominant de génération des porteurs minoritaires à l'obscurité surtout pour les structures de type « B » et « C ». Par contre un mécanisme supplémentaire se manifeste dans le cas des structures type « A ». En effet, les longueurs de diffusion déterminées par les différentes méthodes sont en bon accord, ce qui n'est pas le cas pour la durée de vie de génération des porteurs minoritaires déterminée par la méthode de Zerbst et la DLTS.

Dans le chapitre suivant nous allons étudier l'évolution de ces différents paramètres sous l'effet de l'irradiation par neutrons.

# ***CHAPITRE IV***

## ***EFFETS DE L'IRRADIATION NEUTRONS SUR LES STRUCTURES***

## **I INTRODUCTION**

Ce chapitre est consacré à l'étude des effets induits par irradiation neutrons sur les composants MOS technologie CCD dont nous disposons. Dans la première partie nous présentons une étude bibliographique sur les neutrons et les types de défauts qu'ils peuvent induire dans le silicium. La deuxième partie du chapitre est consacrée à la caractérisation électrique des composants qui nous permettra de relever les effets induits par les neutrons dans nos structures, à savoir la création d'états d'interface et de niveaux profonds en volume. Cette caractérisation nous permettra aussi de déterminer l'évolution des paramètres électriques et les paramètres de génération des porteurs minoritaires sous l'effet de l'irradiation.

## **II HISTORIQUE**

L'effet de l'irradiation sur les performances des composants MOS a été mentionné en premier lieu par Hughes et Giroux en 1964. Cette observation a bouleversé la croyance habituelle qui existait et qui consistait en l'idée suivante : les composants à canal de surface ne peuvent pas être affectés par la génération des centres à minoritaires. Durant les années 65 et 66, des résultats expérimentaux sont venus consolider la théorie de dégradation des composants MOS sous l'effet d'irradiation par piégeage de charges (trous) dans l'oxyde. La quantité de charges piégées dépend fortement de la polarisation appliquée durant l'irradiation. On a aussi mentionné que des effets secondaires dus au réarrangement des atomes à l'interface entre le semi-conducteur et l'oxyde contribuent à leur tour à la dégradation des composants, par la création de nouveaux états d'interface.

## **III PROCESSUS DE DEGRADATION ET LEURS CONSEQUENCES**

Les neutrons sont des particules lourdes (1840 fois plus lourdes que les électrons), de charge neutre d'où leur nom. Lorsqu'ils entrent en collision avec les atomes d'un réseau cristallin, ils perdent de l'énergie le long de leur trajectoire par deux mécanismes : l'ionisation et le déplacement d'atomes de leurs sites à des sites interstitiels ce qui crée un désordre au sein de la structure de réseau.

### III.1 Déplacement d'atomes créé par les neutrons

Ce processus est initié par la collision d'un neutron de haute énergie avec un atome du réseau de silicium. L'atome cible cède sa place à une vacance s'il reçoit une énergie supérieure à l'énergie de déplacement (15eV pour le silicium). Ainsi l'atome se trouve en position interstitielle. La paire vacance-atome interstitiel, est dite paire de Frenkel. L'atome à son tour entre en collision avec les atomes du réseau de silicium et produit une cascade de déplacements. Les atomes déplacés perdent leur énergie pour atteindre l'équilibre. 95% d'entre eux comblent des vacances créées et participent à la reconstitution de la structure de réseau. Le reste se combine avec les atomes dopants ou avec les impuretés pour créer des défauts stables. Ces défauts sont, en général, électriquement inactifs mais des vacances mobiles peuvent se combiner avec des impuretés ou des atomes donneurs ou bien avec d'autres vacances pour donner des défauts stables à température ambiante. Ces défauts complexes sont des centres de recombinaison ou des pièges et donc changent la résistivité du matériau.

Les défauts de déplacement créent un certain nombre de défauts complexes dans le semi-conducteur. Les possibilités de piégeage sont les suivantes :

- ☛ Une vacance adjacente à un atome donneur, forme un défaut complexe **donneur-vacance** qui se comporte comme un niveau piège d'énergie  $E_{DV}$  dans la bande interdite. Initialement positif, le piège peut capturer un électron de la bande de conduction pour qu'il devienne temporairement neutre. Si le niveau de Fermi est supérieur à  $E_{DV}$ , le piège pourra de nouveau capturer un électron et devenir négativement polarisé.
- ☛ Si deux vacances sont adjacentes elles sont dites **divacance-complexe**. Elles peuvent conduire à une rupture de bande. Cinq différents états de charge peuvent se présenter :  $2^-$ ,  $1^-$ , neutre,  $1^+$  et  $2^+$ . La divacance initiale est neutre, mais elle peut capturer un ou deux électrons de la bande de conduction ce qui donne naissance à un des deux états de charges négatifs cités ci dessus. Or il se peut qu'elle libère un ou deux électrons, sous l'effet du stress et dans ce cas les deux états de charges positifs apparaissent.
- ☛ Pendant la fabrication d'un semi-conducteur, des atomes d'oxygène peuvent être introduits. Ces atomes d'oxygène peuvent occuper des vacances cédées par le silicium, s'ils se trouvent adjacents à des vacances, ils forment les défauts **oxygène-vacance**. Ces défauts ont le même comportement que les défauts **donneur-vacance**.

L'augmentation de la résistivité dans le silicium type N est principalement expliquée par l'introduction de divacances et de défauts vacance-donneur. En effet, ces défauts désertent la

la bande de conduction de ses porteurs majoritaires par capture : *carrier removal*. Dans le cas d'un semi-conducteur type P, la diminution du dopage est due à l'introduction de défauts type donneurs [69]. L'effet des défauts oxygène-vacance est négligeable car les atomes d'O<sub>2</sub> sont de concentration relativement faible dans le réseau.

### ***III.2 Ionisation induite par les neutrons***

Les neutrons sont capables d'ioniser des atomes même si leur principale influence est le déplacement atomique. Puisqu'ils n'ont pas de charge, ils ne peuvent, en effet, interagir électriquement avec les particules chargées pour les ioniser, néanmoins ils peuvent le faire d'une manière indirecte (effets secondaires) :

- ⊗ Par collisions de neutrons avec des atomes qui produisent des déplacements d'atomes ou d'ions qui à leur tour produisent des effets d'ionisation, s'ils sont suffisamment énergétiques.
- ⊗ Par collisions neutroniques qui excitent les noyaux atomiques, ces derniers se désexcitent en émettant des rayonnements gamma ( $\gamma$ ) qui sont connus par leur effet ionisant [63].
- ⊗ Par collision de neutrons où le neutron est absorbé par le noyau de l'atome cible qui à son tour émet une particule chargée ionisée comme c'est le cas des réactions  $(n,\alpha)$ .

Dans les matériaux hydrogénéux, les neutrons peuvent déplacer des protons (noyau d'hydrogène) de leurs noyaux atomiques qui peuvent aussi être ionisants. Les effets secondaires ionisants seront suffisants lorsque les énergies des neutrons sont assez importantes.

### ***III.3 Conséquences des effets de déplacement et d'ionisation***

#### **III.3.1 Effet des charges piégées dans l'oxyde**

Les conséquences électriques dues aux changements physiques créés par l'irradiation dans un composant MOS sont un dysfonctionnement progressif et éventuellement une défaillance du circuit MOS.

Les charges positives (trous piégés) induites par ionisation dans l'oxyde ont les mêmes effets sur le potentiel dans le semi-conducteur qu'une polarisation positive appliquée sur la grille. Elles induisent une courbure de bandes tendant à former une couche d'inversion dans le cas d'un substrat type P [63].

En d'autres termes, les charges positives induisent une charge image négative dans le semi-conducteur et dans la grille. La charge dans le substrat augmente ainsi la conductivité dans le canal type N. La tension de seuil se trouve ainsi réduite.

Si la charge piégée dans l'oxyde est suffisamment importante, le régime d'inversion peut être établi et un courant de fuite circulera dans le canal même en l'absence d'une tension de grille. C'est l'effet VTNZ ( $V_t$  of n-channel crossing zero) [63].

D'une façon similaire, l'existence de charges piégées dans l'oxyde nécessitera l'application d'une tension plus importante sur la grille pour atteindre le régime de bandes plates. Ainsi l'effet des charges accumulées dans l'oxyde, est d'introduire un déplacement parallèle de la courbe  $C(V)$  vers les tensions négatives.

Dans le cas des capteurs d'images CCD, le piégeage de charges dans l'oxyde a pour effet d'augmenter la consommation globale et d'empêcher le transfert de charges. En effet, le puits de potentiel situé en dessous de la grille augmente d'une quantité  $\Delta V$  avec la charge piégée. Lorsque  $\Delta V$  devient suffisamment importante, la charge due au signal ne peut plus être transférée, l'information est ainsi perdue.

### **III.3.2 Effet des états d'interface**

L'effet qualitatif des états d'interface est de déformer les caractéristiques  $C(V)$ . Cet effet peut être bénéfique à la tension de seuil qui se trouve augmentée contrairement à l'effet des charges dans l'oxyde. Il peut arriver que la tension de seuil dépasse sa valeur initiale avant irradiation. La transconductance du canal se trouve réduite sous l'effet des états d'interface ce qui agit d'une manière négative sur la vitesse de commutation des composants CMOS.

L'effet des états d'interface sur les circuits CCD a été discuté dans le chapitre I.

### **III.3.3 Défauts induits dans le silicium**

Les défauts créés par les neutrons dans le silicium varient selon le type de ce dernier. Tokuda et Usami ont montré en utilisant la spectroscopie DLTS et les mesures d'admittance complexe que trois niveaux profonds sont créés dans le silicium type N et deux sont créés dans le silicium type P [70]. D'autres moyens de caractérisation des défauts induits par les neutrons, tels que, les mesures d'effet Hall, de la durée de vie, et de photoconductivité ont été utilisés. Il a toujours été reporté que les défauts dominants dans ce type d'irradiation sur le silicium sont les paires vacance-oxygène (VO), appelées centre A, et les divacances ( $V_2$ ) et les complexes divacance-oxygène ( $V_2O$ ). Plus explicitement, les divacances, les centres E et A sont

rencontrés dans le silicium type N, quant au type P, ce ne sont que les divacances qui sont généralement rencontrées [71].

## **IV ETUDE EXPERIMENTALE**

Les irradiations neutroniques ont été effectuées avec le réacteur PROSPERO au Commissariat d'Energie Atomique (CEA-DAM-Centre d'études de Valduc) par Monsieur P. Zyromski, pendant huit heures et sans aucune polarisation de la grille. Ces irradiations n'ont été faites que sur les structures (transistors et capacité) de dopage  $N_a=5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ .

Dans ce qui suit nous présentons les différentes évolutions que nous avons pu constater en utilisant respectivement les mesures C(V), C(t) et DLTS. Les composants ont été séparés en deux lots, après une caractérisation avant irradiation. Le premier a été irradié à une fluence de  $5 \times 10^{13} \text{ neutrons cm}^{-2}$  et le deuxième à  $10^{14} \text{ neutrons cm}^{-2}$  pendant huit heures et sans polarisation.

### **IV.1 RESULTATS DE L'ANLAYSE PAR C(V)**

Les courbes C(V) mesurées avant et après irradiation sont représentées sur la Figure 1 pour les capacités et les transistors irradiés à la fluence  $5 \times 10^{13} \text{ neutrons cm}^{-2}$ . Les courbes de la Figure 2 sont obtenues sur les structures irradiées à la fluence de  $10^{14} \text{ neutrons cm}^{-2}$ . Les mesures après irradiation ont été bien évidemment faites dans les mêmes conditions qu'avant exposition aux neutrons (aller - retour de +5 à -5V avec éclaircissement initial de quelques secondes et une vitesse de balayage de 0,1V/s).

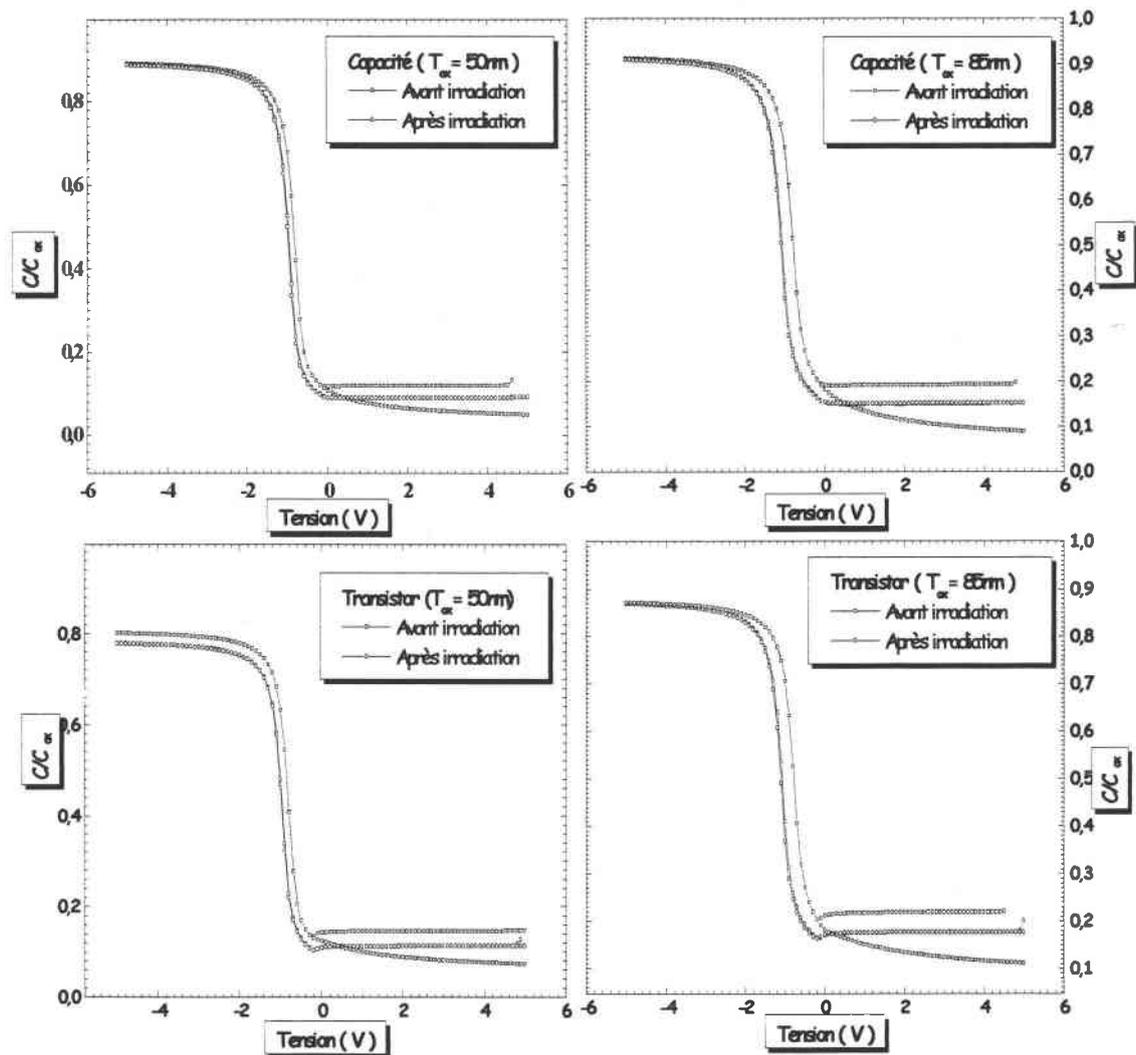


Figure 1 : Courbes C(V) obtenues avant et après irradiation à  $5 \times 10^{13}$  neutrons  $cm^{-2}$

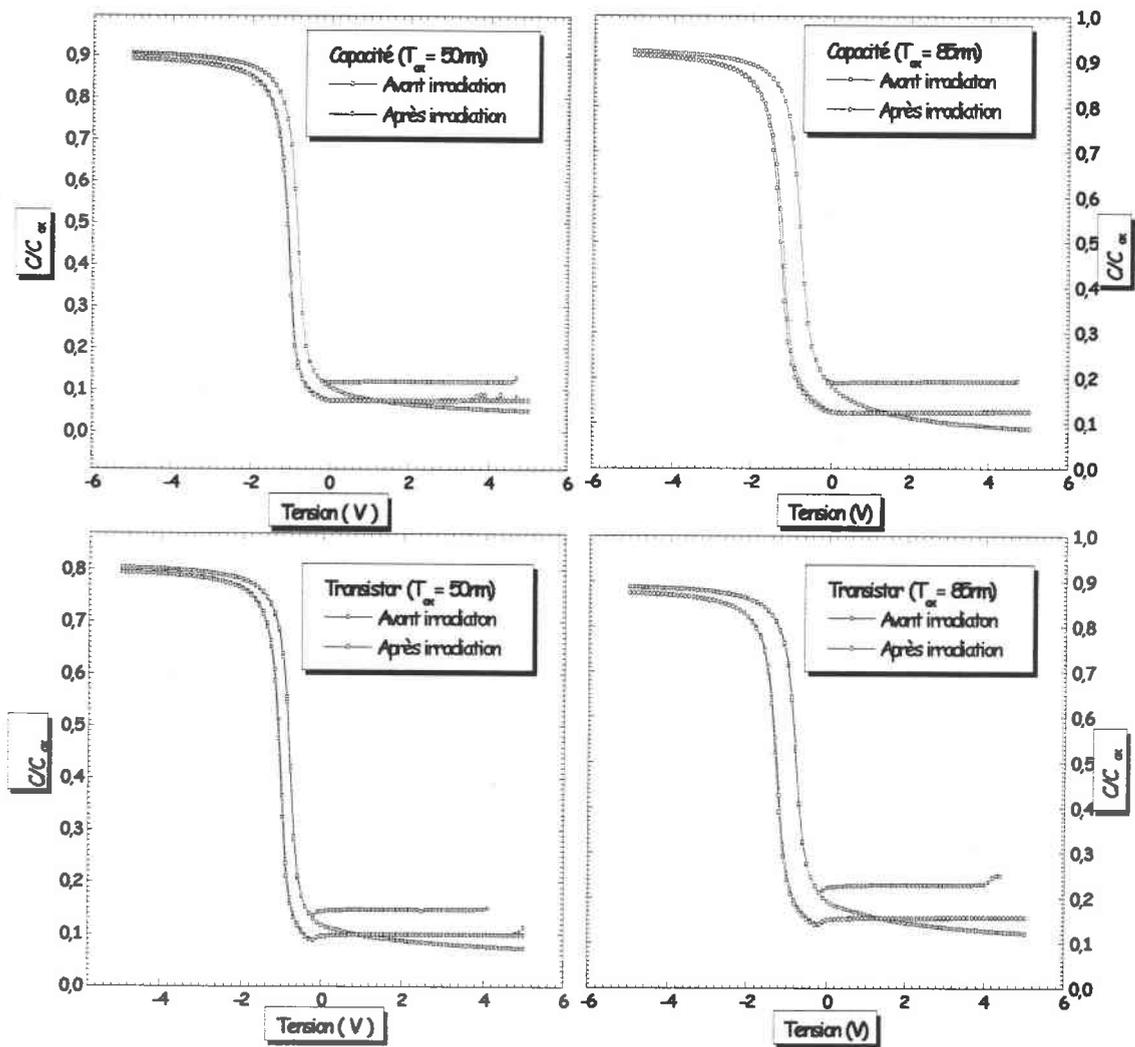


Figure 2 : Courbes C(V) obtenues avant et après irradiation à  $10^{14}$  neutrons  $\text{cm}^{-2}$

Nous notons à partir de ces courbes, deux remarques importantes :

- ⊗ Formation quasi-immédiate de la couche d'inversion, puisque même en faisant la mesure en obscurité on ne peut plus visualiser le régime de déplétion profonde. Notons aussi qu'à tension constante, la capacité en inversion et en déplétion diminue après irradiation alors qu'en accumulation on ne note aucun changement important. Ceci prouve qu'un changement s'est produit dans le semi-conducteur de façon à ce que sa capacité  $C_{sc}$  décroisse et induise une diminution de la capacité totale mesurée. La diminution de la capacité du semi-conducteur met en évidence l'extension de la zone de charge d'espace

$$W = \frac{\epsilon_{sc} A}{C_{sc}}, A \text{ est l'aire de la grille et } \epsilon_{sc} \text{ est la constante diélectrique du semi-conducteur.}$$

$W$  est inversement proportionnelle au dopage. On en conclut que le dopage va diminuer

après irradiation. Nous présenterons par la suite les profils de dopages des structures après irradiation et verrons de quelles quantités la concentration a diminué. La diminution du dopage du semi-conducteur est expliquée par le phénomène de désactivation des dopants (suppression des porteurs) « *carrier removal* » [64]. La structure élémentaire du CCD étant la structure MOS, ce phénomène apparaît également dans ce type de circuits, ce qui réduit ainsi la capacité de stockage de la charge signal.

- Dérive des caractéristiques après irradiation vers les tensions négatives. Cette dérive est attribuée aux effets secondaires des neutrons [63]. Dans notre cas, les fluences des neutrons que nous avons utilisées ( $5 \times 10^{13}$  et  $10^{14}$  neutrons  $\text{cm}^{-2}$ ) correspondent respectivement à des doses déposées de 8 et 11 krad( $\text{SiO}_2$ ). Ces doses déposées sont assez importantes pour induire des charges positives dans l'oxyde des structures. Ainsi les structures se trouvent en permanence sous l'effet d'un gradient de potentiel équivalent à une polarisation positive de la grille ce qui explique la dérive des caractéristiques vers les tensions négatives.

La dérive observée ne dépend pas du type des structures, elle est pratiquement la même pour les capacités et les transistors irradiés à la même fluence, mais elle dépend de la fluence et de l'épaisseur d'oxyde. Le décalage en tension étant plus important, en valeur absolue, pour la fluence  $10^{14}$  neutrons  $\text{cm}^{-2}$  et pour les structures d'épaisseur d'oxyde 85nm. Il est voisin du double de celui observé sur les échantillons d'épaisseur égale à 50nm pour les deux fluences.

Il est bien connu que les dérives observées sur les mesures C(V) sont dues aux charges créées dans l'oxyde ou bien aux états d'interface, et souvent on trouve les deux contributions. En présence d'une densité d'états d'interface importante, la dérive des courbes s'accompagne d'un étirement en régime de déplétion. Nous n'observons pas cet étirement sur nos relevés, ceci laisse supposer que la densité d'états d'interface est relativement faible.

#### IV.1.1 Détermination de la variation de charges créées dans l'oxyde

Plusieurs auteurs ont présenté des méthodes pour déterminer le nombre de charges créées dans l'oxyde par unité de surface ainsi que le nombre d'états de surface créés par unité de surface à partir des dérives des caractéristiques courant tension [66][67]. Il est aussi possible de déterminer ces paramètres à partir des mesures de la capacité en fonction de la tension C(V) [65][28]. Dans ce cas, il s'agit de déterminer la tension de mid-gap  $V_{MG}$  [9] ainsi que les tensions de bandes plates et tensions de seuil avant et après irradiation. Le nombre de

charges créées dans l'oxyde par unité de surface est proportionnel à la variation de  $V_{MG}$  avec l'irradiation. L'équation qui donne  $N_{ox}$  s'écrit :

$$N_{ox} = -\frac{C_{ox}}{qA} \Delta V_{MG} \quad (IV - 1)$$

$C_{ox}$  est la capacité d'oxyde,  $q$  la charge électronique,  $A$  la surface de la grille et  $\Delta V_{MG}$  est la différence entre les tensions  $V_{MG}$  calculées avant et après irradiation.

En supposant que les états de surface au-dessus du mid-gap sont des accepteurs et ceux en dessous sont des donneurs [65][28], le nombre d'états par unité de surface créés s'exprime par :

$$N_{ss}^A = \frac{C_{ox}}{qA} (\Delta V_{th} - \Delta V_{MG}) \quad (IV - 2)$$

$$N_{ss}^D = \frac{C_{ox}}{qA} (\Delta V_{MG} - \Delta V_{FB}) \quad (IV - 3)$$

$\Delta V_{FB}$  et  $\Delta V_{th}$  sont les dérives après irradiation, des tensions de bandes plates et de seuil respectivement.  $N_{ss}^A$  et  $N_{ss}^D$  représentent les concentrations en atomes accepteurs et donneurs par unité de surface qui contribuent, respectivement, aux dérives des tensions de seuil et de bandes plates.

Les résultats des calculs effectués sont représentés dans les deux tableaux suivants pour les deux fluences d'irradiation :

		$\Delta V_{MG}$ (V)	$\Delta V_{FB}$ (V)	$\Delta V_{th}$ (V)	$N_{ox} (\times 10^{10})$ cm <sup>-2</sup>	$N_{ss}^A (\times 10^{10})$ cm <sup>-2</sup>	$N_{ss}^D (\times 10^{10})$ cm <sup>-2</sup>
<b>Transistor</b>	T <sub>ox</sub> =50nm	-0,05	-0,17	-0,14	2,15	3,9	5
	T <sub>ox</sub> =85nm	-0,16	-0,34	-0,28	4	3	4,5
<b>Capacité</b>	T <sub>ox</sub> =50nm	0,006	-0,24	-0,11	0,26	5	10,6
	T <sub>ox</sub> =85nm	-0,09	-0,48	-0,24	2,3	3,8	10

**Tableau 1 : Nombre de charges piégées ( $N_{ox}$ ), et d'états d'interface de donneurs et d'accepteurs créés par une fluence de  $5 \times 10^{13}$  neutrons cm<sup>-2</sup>**

		$\Delta V_{MG}$ (V)	$\Delta V_{FB}$ (V)	$\Delta V_{th}$ (V)	$N_{ox} (\times 10^{10})$ $cm^{-2}$	$N_{ss}^A (\times 10^{10})$ $cm^{-2}$	$N_{ss}^D (\times 10^{10})$ $cm^{-2}$
<b>Transistor</b>	T <sub>ox</sub> =50nm	-0,08	-0,24	-0,23	3,44	6,4	7
	T <sub>ox</sub> =85nm	-0,26	-0,48	-0,44	6,6	4,5	5,6
<b>Capacité</b>	T <sub>ox</sub> =50nm	-0,04	-0,29	-0,22	1,72	7,7	11
	T <sub>ox</sub> =85nm	-0,19	-0,52	-0,46	4,8	6,8	8,3

**Tableau 2 : Nombre de charges piégées ( $N_{ox}$ ), et d'états d'interface de donneurs et d'accepteurs créés par une fluence de  $10^{14}$  neutrons  $cm^{-2}$**

Les densités de charges dans l'oxyde sont presque toujours doublées pour les structures d'épaisseur d'oxyde égale à **85nm**. Ceci est en accord avec les résultats de la littérature : plus l'épaisseur d'oxyde diminue plus le composant devient durci contre l'irradiation [68].

#### IV.1.2 Détermination du dopage

Nous avons déterminé le profil de dopage des échantillons irradiés, à partir des mesures C(V) en éliminant les éventuelles contributions des états d'interface [13][14]. Nous avons constaté que le dopage des structures diminue après irradiation. La chute est plus importante pour les structures exposées à la fluence  $10^{14}$  neutrons  $cm^{-2}$ . Les figures ci dessous présentent des exemples de profils calculés sur des structures irradiées à deux fluences différentes. Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre III, l'augmentation observée dans le profil de dopage, au-delà d'une certaine profondeur dans le semi-conducteur ( $1,5\mu m$  en moyenne), est due à la formation du régime d'inversion.

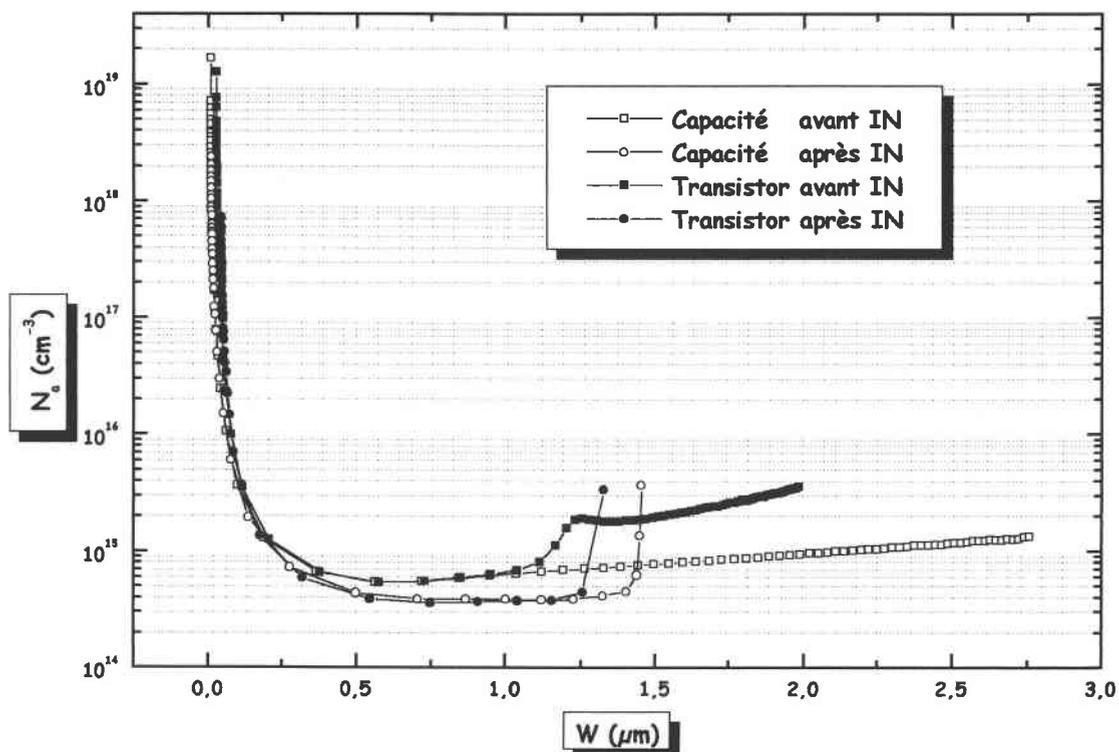


Figure 3 : Comparaison des profils de dopage avant et après exposition à une fluence de  $5 \times 10^{13}$  neutrons  $\text{cm}^{-2}$

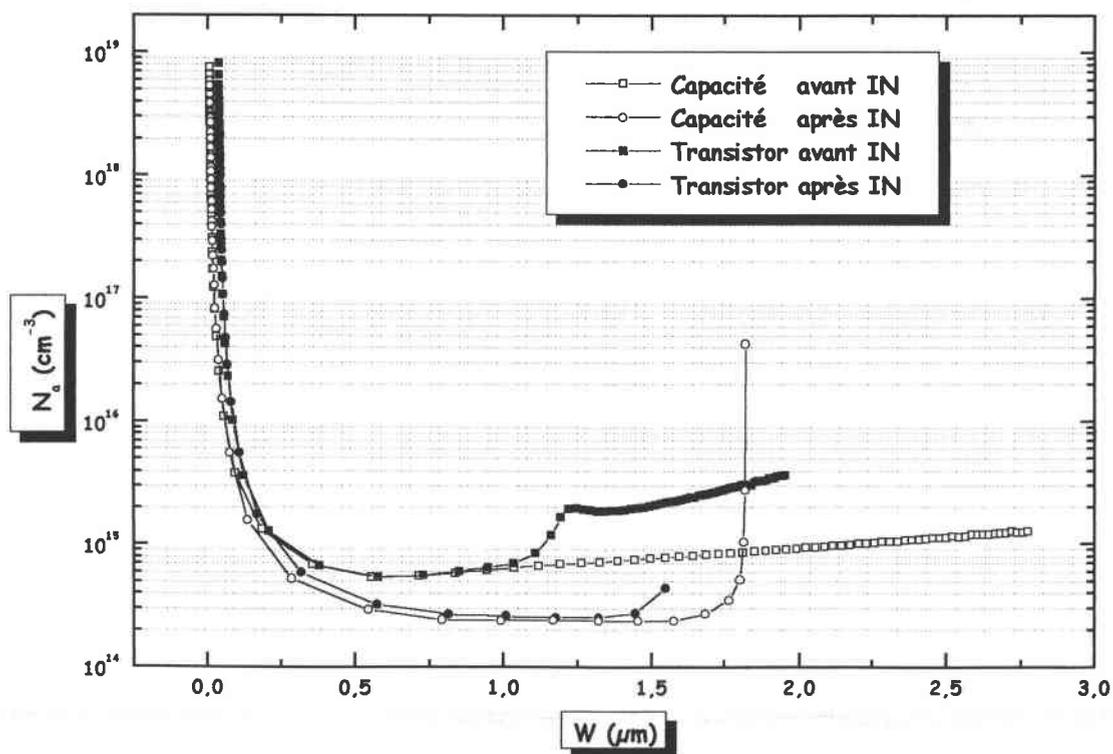


Figure 4 : Comparaison des profils de dopage avant et après irradiation à  $10^{14}$  neutrons  $\text{cm}^{-2}$

Sur ces courbes nous constatons que le dopage des structures diminue surtout pour la forte fluence. Ceci est dû essentiellement aux niveaux pièges introduit par l'irradiation. Les porteurs piégés changent les niveaux pièges en des centres de charge fixe, ce qui réduit la mobilité des porteurs et la conductivité. Ces effets ont été quantitativement analysés dans le cas du silicium type N, en considérant les contributions des centres A, E et les divacances et dans le cas du silicium type P où seules les divacances contribuent à cet effet [68].

### IV.1.3 Détermination de la densité d'états d'interface

Pour évaluer la densité d'états d'interface, nous avons fait des mesures  $C(V)$  quasi-statiques. La Figure 5 représente un exemple de courbes obtenues sur un transistor irradié avec la fluence  $5 \times 10^{13}$  neutrons  $\text{cm}^{-2}$ , les courbes obtenues sur les autres types de structures et la fluence  $10^{14}$  neutrons  $\text{cm}^{-2}$  sont similaires.

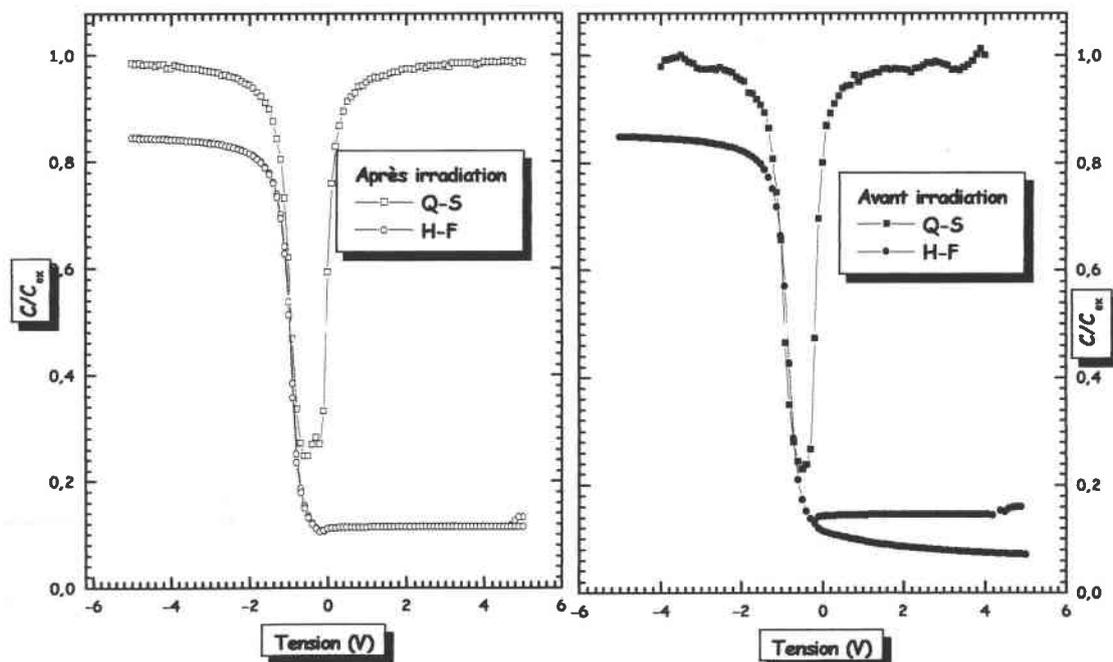


Figure 5 :  $C(V)$  haute fréquence et quasi-statique mesurés avant et après irradiation

Sur la Figure 6 nous avons représenté des densités d'états calculées sur des structures irradiées à la fluence de  $5 \times 10^{13}$  neutrons  $\text{cm}^{-2}$  par la méthode de  $CHF - CLF$  présentée dans l'annexe B.

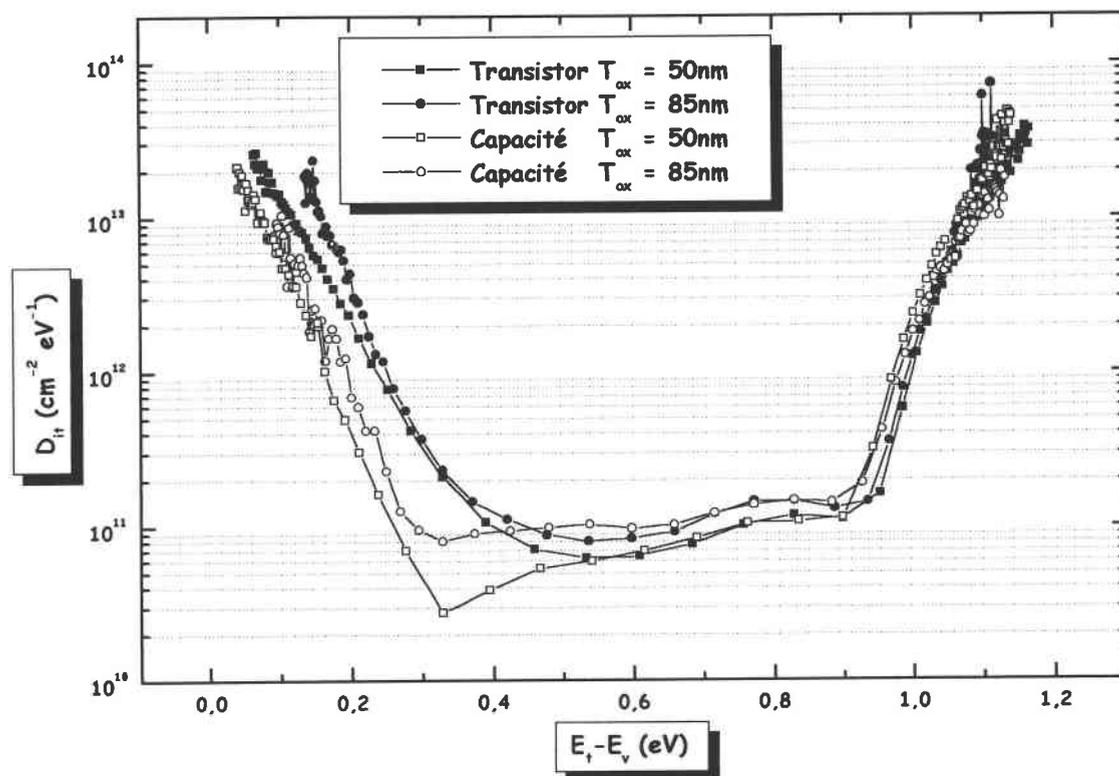


Figure 6 : Distribution des états d'interface après irradiation avec une fluence de  $5 \times 10^{13}$  neutrons  $\text{cm}^{-2}$

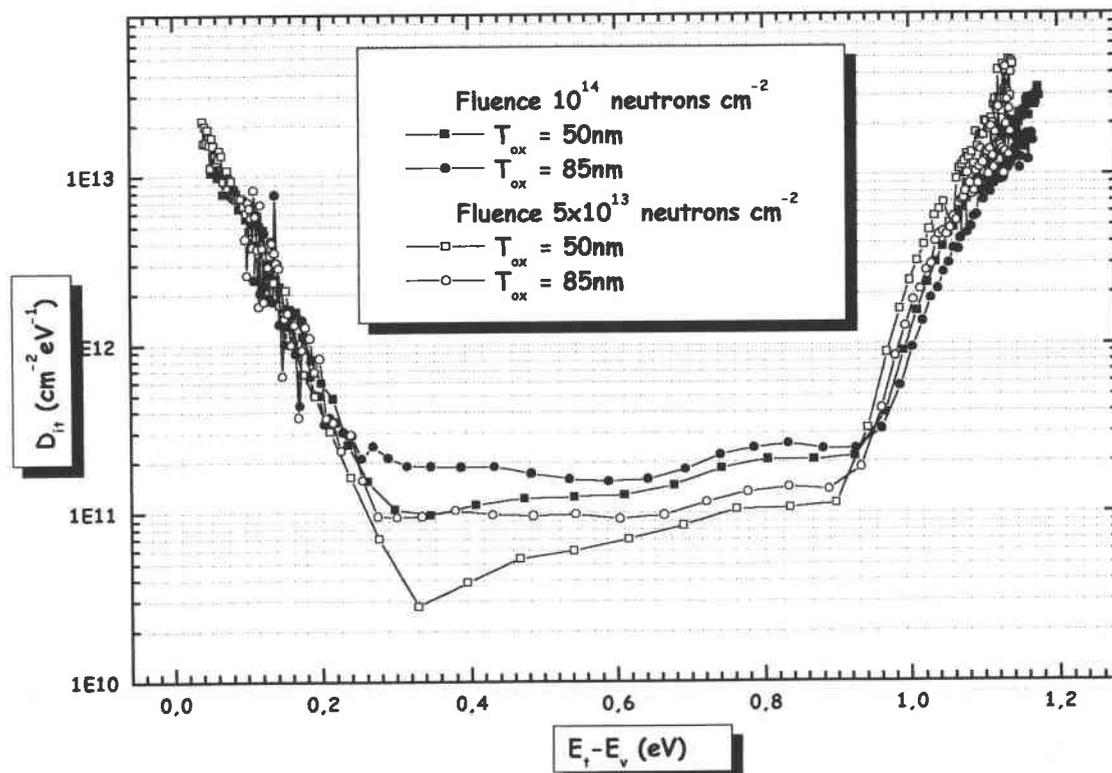


Figure 7 : Comparaison entre densité d'états d'interface créées par les deux fluences

La densité d'états d'interface déterminée présente une distribution dans la bande interdite en forme de « U » avec un minimum au voisinage du milieu du gap. Dans le Tableau 3 nous avons donné les valeurs des minimums de  $D_{it}$  obtenues pour les deux fluences.

$D_{it} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$	$T_{ox} = 50 \text{ nm}$	$T_{ox} = 85 \text{ nm}$
$5 \times 10^{13} \text{ neutrons cm}^{-2}$	$6,9 \times 10^{10}$	$9,2 \times 10^{10}$
$10^{14} \text{ neutrons cm}^{-2}$	$1,3 \times 10^{11}$	$1,5 \times 10^{11}$

Tableau 3 : Valeurs des minimums de  $D_{it}$  obtenues, au voisinage du mid-gap, sur les structures irradiées

Nous n'avons pas observé une différence importante entre les densités d'états calculées pour les transistors et les capacités PMOS (Figure 6). L'épaisseur d'oxyde a par contre un effet sur la densité d'états d'interface, car une augmentation d'environ  $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ , est observée sur les densités d'états des structures d'épaisseur  $85 \text{ nm}$ . Cet écart lié à l'épaisseur d'oxyde a aussi été relevé sur le nombre de charges par unité de surface piégées dans l'oxyde déterminé au paragraphe précédent.

## IV.2 CARACTERISATION PAR $C(t)$

Nous avons observé sur les courbes  $C(V)$  haute fréquence (Figure 1 et Figure 2) obtenues après irradiation qu'on ne peut pas visualiser le régime de déplétion profonde avec la vitesse de balayage  $0,1 \text{ V/s}$  que nous avons utilisé. Ceci prouve que le signal transitoire  $C(t)$  résultant du passage du régime de déplétion profonde au régime d'inversion pour des structures MOS est très bref (inférieur à la seconde). Nous pouvons donc conclure qu'une variation importante des paramètres de génération des porteurs minoritaires a été induite.

Dans le but de quantifier cette variation, nous avons fait des mesures de réponses transitoires de capacité en fonction du temps à une température de  $300 \text{ K}$  et à l'obscurité. Le temps nécessaire pour établir l'équilibre dans les structures (temps de stockage) s'est fortement réduit, il est devenu inférieur à la seconde sachant qu'avant irradiation la durée des réponses transitoires de capacité dépassait les deux heures. Sur les Figures 7 et 8, nous avons représenté des exemples de courbes  $C(t)$  enregistrées avant et après irradiation sur des structures de types différents pour bien illustrer l'importance de la variation induite sur le temps de stockage sous l'effet de l'irradiation. Les conditions de mesure généralement utilisées sont les suivantes :

Tension de repos :  $V_r = 4V$

Hauteur d'impulsion :  $V_p = -4V$

Largeur d'impulsion :  $t_p = 1s$

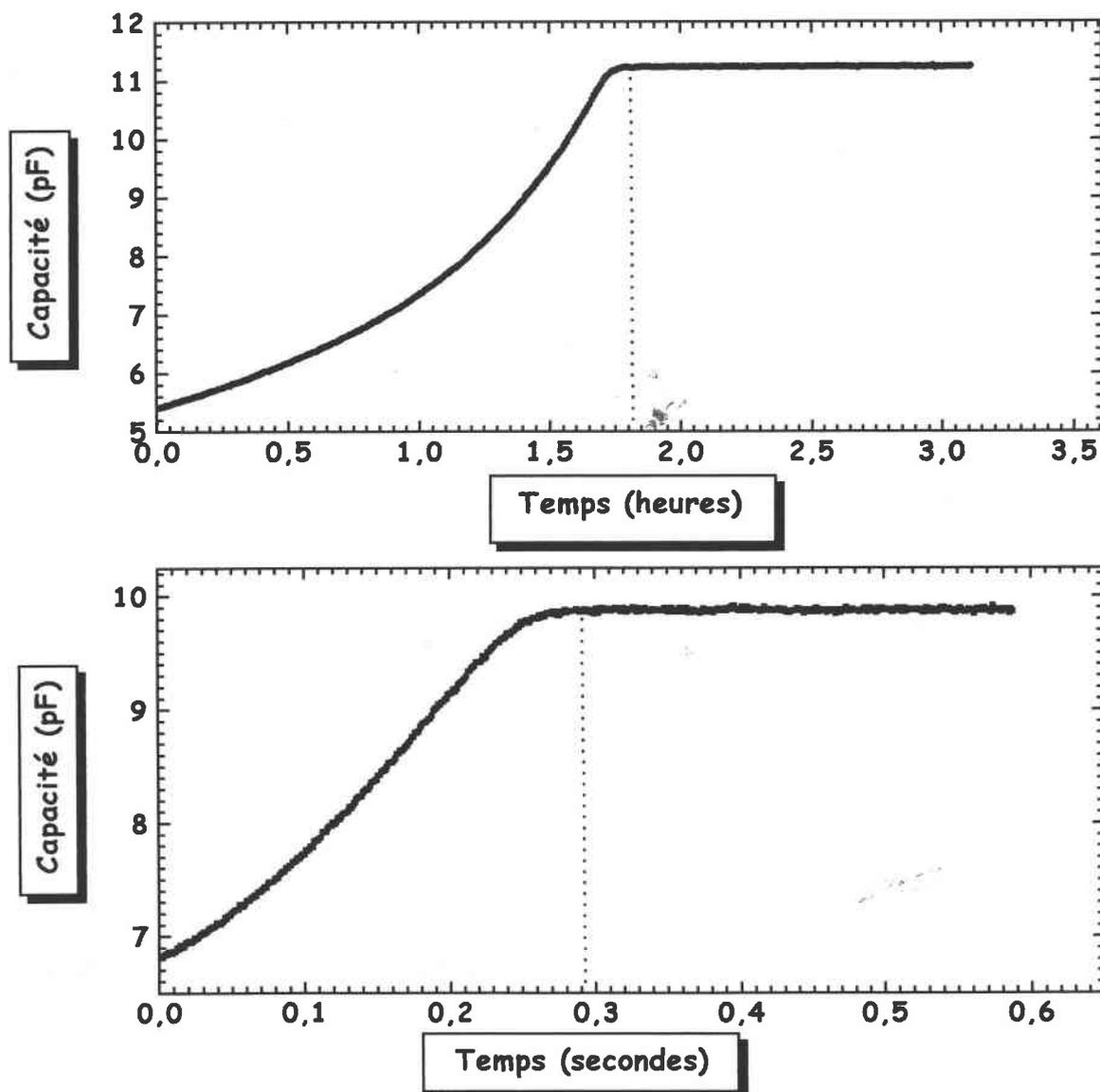
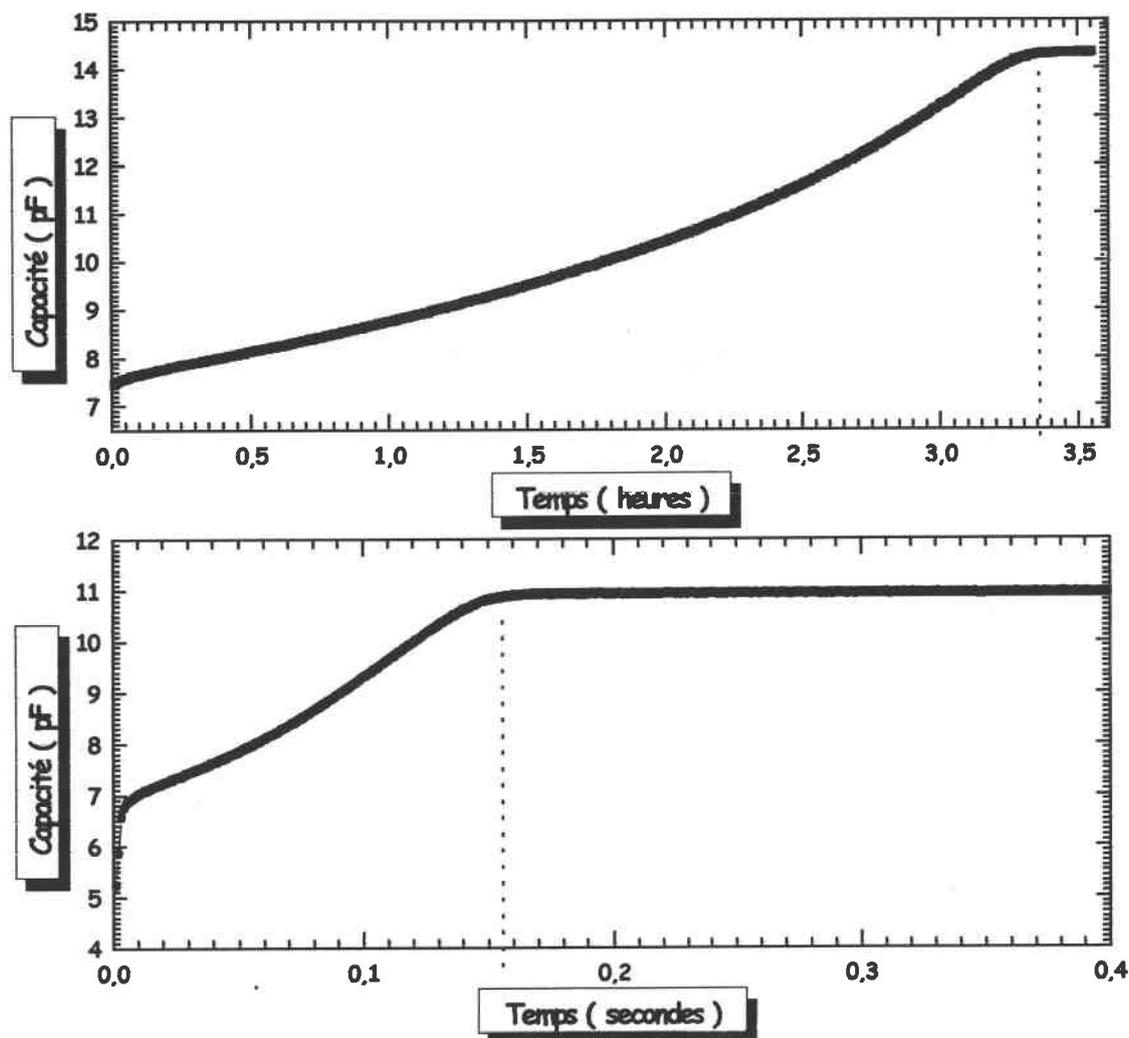


Figure 8 : Comparaison entre les réponses  $C(t)$  avant et après irradiation obtenues sur les capacités MOS d'épaisseur d'oxyde 85 nm



**Figure 9 : Comparaison entre les réponses  $C(t)$  avant et après irradiation obtenues sur les transistors MOSFETs d'épaisseur d'oxyde 50nm**

Sur la Figure 10 nous avons représenté les différents signaux obtenus pour les deux types de fluences et de structures.

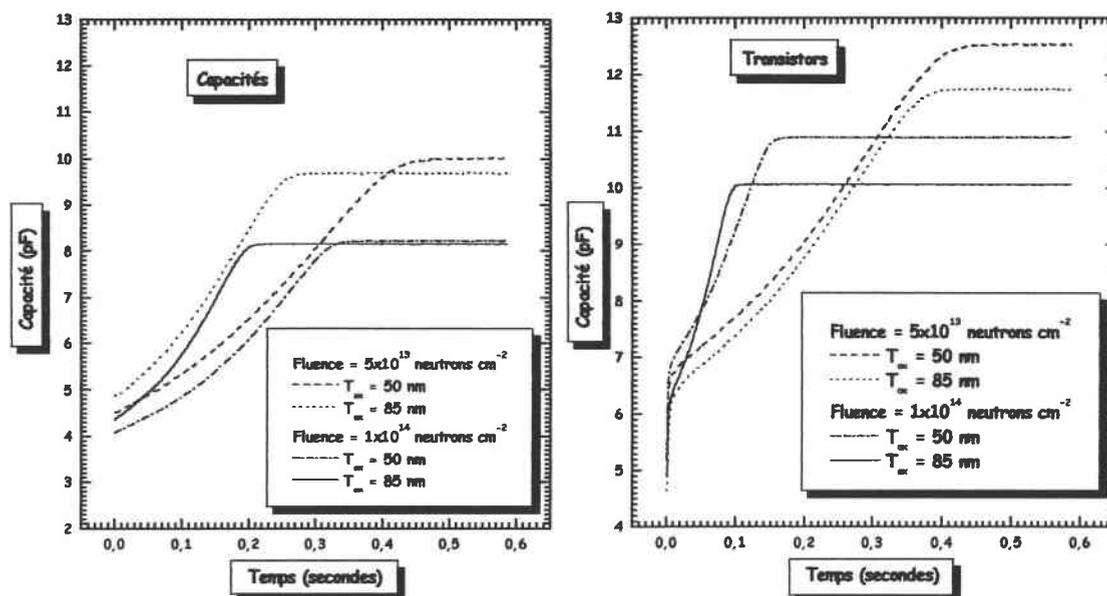


Figure 10 : C(t) des capacités et transistors après irradiation

Cette forte réduction du temps de stockage après irradiation est directement liée à la variation des paramètres de génération des porteurs minoritaires. Etant donné la courte durée du temps de stockage, nous avons utilisé un capacimètre différent du HP4280A afin d'obtenir un nombre important de points dans le régime avant saturation.

Nous avons calculé la durée de vie effective de génération des porteurs minoritaires après irradiation. Ce paramètre a été fortement réduit, il est de l'ordre de  $10^8$  secondes. La réduction des durées de vie de génération est liée à la création de centres recombinants dans le gap du semi-conducteur. Les deux tableaux ci dessous résument les valeurs de durées de vie effectives  $\tau'_g$  et de vitesses de recombinaison effectives  $S_{eff}$ .  $S_{eff}$  est déterminée à partir de l'ordonnée à l'origine des courbes de Zerbst et  $\tau'_g$  à partir des pentes :

		$\tau'_g$ ( $\mu s$ )	$S_{eff}$ ( $cm s^{-1}$ )
<b>Transistor</b>	$T_{ox} = 50nm$	1,1	30
	$T_{ox} = 85nm$	0,8	45
<b>Capacité</b>	$T_{ox} = 50nm$	0,65	91
	$T_{ox} = 85nm$	0,7	69

Tableau 4 : Durée de vie effective de génération et vitesse effective de génération en surface déterminées après irradiation à  $5 \times 10^{13}$  neutrons  $cm^{-2}$  par la méthode de Zerbst

		$\tau'_g$ ( $\mu s$ )	$S_{eff}$ ( $cm s^{-1}$ )
<i>Transistor</i>	$T_{ox} = 50nm$	0,64	94
	$T_{ox} = 85nm$	0,5	100
<i>Capacité</i>	$T_{ox} = 50nm$	0,8	110
	$T_{ox} = 85nm$	0,9	93

Tableau 5 : Durée de vie effective de génération et vitesse effective de génération en surface déterminées après irradiation à  $10^{14}$  neutrons  $cm^{-2}$  par la méthode de Zerbst

Pour ce qui est de la durée de vie de génération des minoritaires dans la zone de charge d'espace  $\tau'_g$ , nous ne pouvions pas la mesurer avant irradiation car les courbes de Zerbst présentaient des pentes pratiquement nulles ce qui correspond mathématiquement à des durées de vie infinies.

Comme il a été mentionné dans le chapitre III, nous pouvons remonter à la longueur effective de diffusion à partir de  $S_{eff}$  si on considère négligeable la vitesse de recombinaison en surface.  $L_n$  déterminée par cette méthode sera notée  $L_{n1}$ .  $L_{n2}$  est la longueur de diffusion déterminée à

partir des caractéristiques  $1 - \left(\frac{C_i}{C}\right)^2$  en fonction du temps. Les tableaux suivants présentent

les résultats obtenus par les deux techniques et pour les deux fluences :

		$T_{ox} = 50nm$	$T_{ox} = 85nm$
<i>Transistor</i>	$L_{n1}$ (nm)	450	300
	$L_{n2}$ (nm)	188	113
<i>Capacité</i>	$L_{n1}$ (nm)	147	194
	$L_{n2}$ (nm)	72	77

Tableau 6 : Paramètres de génération des minoritaires après irradiation à  $5 \times 10^{13}$  neutrons  $cm^{-2}$

		$T_{ox} = 50nm$	$T_{ox} = 85nm$
<i>Transistor</i>	$L_n1$ (nm)	229	231
	$L_n2$ (nm)	135	132
<i>Capacité</i>	$L_n1$ (nm)	194	230
	$L_n2$ (nm)	90	117

Tableau 7 : Paramètres de génération des minoritaires après irradiation à  $1 \times 10^{14}$  neutrons  $cm^{-2}$

En comparant les valeurs de  $L_n$  obtenues par les méthodes de Zerbst et  $1 - \left(\frac{C_i}{C}\right)^2$  en fonction du temps, nous trouvons qu'elles sont différentes contrairement à ce que l'on obtenait avant irradiation. Cette différence a été liée au processus de génération en surface qui ne devient plus négligeable après irradiation en raison des états d'interface créés. Ce mécanisme est caractérisé par la vitesse de génération en surface qui vient se rajouter au terme de diffusion dans la vitesse effective de génération en surface définie dans la méthode de Zerbst.

**Remarque** : Les courbes de Zerbst et  $1 - \left(\frac{C_i}{C}\right)^2$  donnent après irradiation directement la longueur de diffusion et non pas la longueur effective. En effet, puisque  $L_n$  s'est fortement réduite les fonctions  $ch$  et  $sh$  de l'équation (II -62 ) tendent toutes les deux vers une exponentielle en  $\frac{1}{L_n}$ , l'équation se réduit donc à l'expression suivante :

$$L'_n = L_n \frac{\exp\left(\frac{T-W}{L_n}\right)}{\exp\left(\frac{T-W}{L_n}\right)} = L_n \quad (IV - 4)$$

Avec  $T$  : profondeur du substrat, et  $W$  : épaisseur maximale de la ZCE.

La première remarque que nous pouvons faire est que la longueur de diffusion se trouve réduite d'un facteur  $10^5$ . Nous ne pouvons pas donner une valeur de la durée de vie de recombinaison puisque nous ne connaissons pas la variation induite sur la mobilité après

irradiation. Les valeurs des longueurs de diffusion sont plus importantes dans le cas de la fluence  $10^{14}$  neutrons  $\text{cm}^{-2}$ . Nous remarquons aussi que les valeurs des longueurs de diffusion obtenues pour les transistors sont supérieures que celles des capacités, cette différence était également observée avant irradiation.

### IV.3 Etude par spectroscopies DLTS et DLTS optique

#### IV.3.1 Caractérisation par spectroscopie DLTS

Les mesures sur les échantillons irradiés sont faites dans les mêmes conditions de polarisation et de fréquence que celles faites avant irradiation. Rappelons qu'avant irradiation nous n'avons détecté qu'un seul pic qui apparaissait à haute température dans le cas de ces structures. Ce pic a été attribué à l'effet de la diffusion des porteurs minoritaires à partir de la région quasi-neutre du substrat.

Sur la Figure 11, nous avons représenté un exemple de spectres DLTS mesurés après irradiation. Ces spectres sont mesurés sur deux transistors d'épaisseurs d'oxyde identiques et irradiés à deux fluences de neutrons.

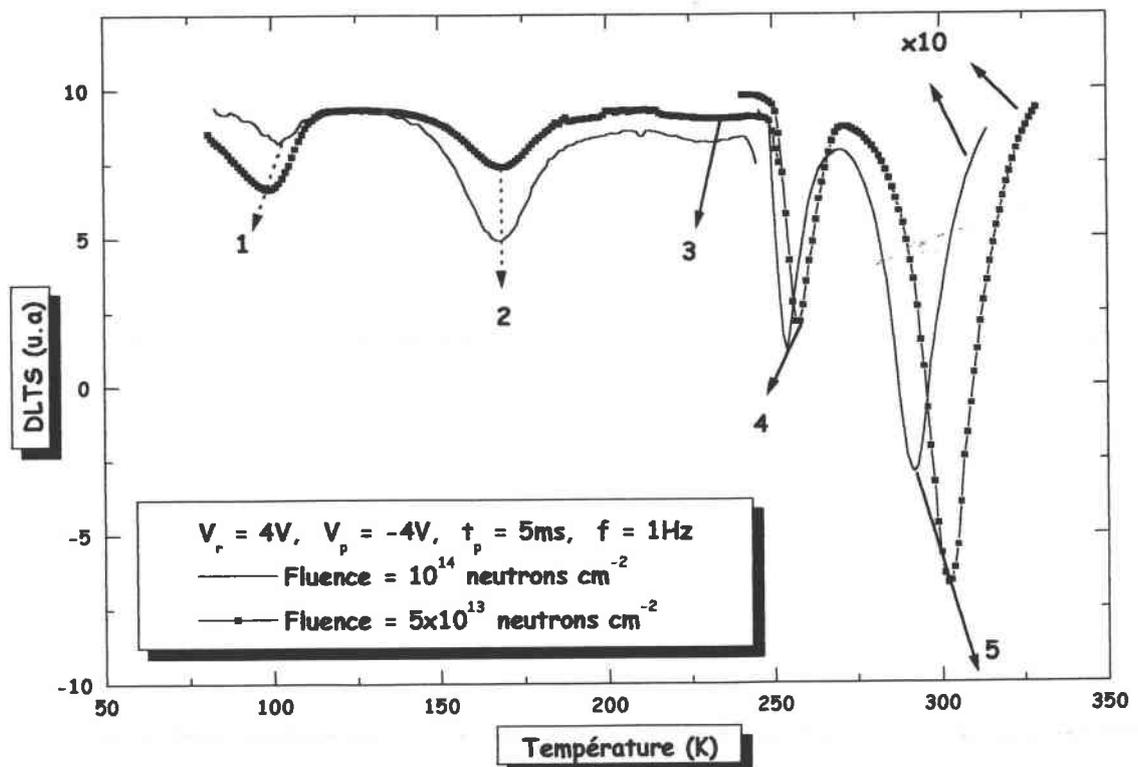


Figure 11 : Spectres DLTS obtenus pour les deux fluences d'irradiation sur les transistors

Cinq pics, numérotés de 1 à 5 en partant des basses températures, apparaissent. Les pics 1, 2 et 3 apparaissent dans l'intervalle de température [77 - 240K], ils ont été attribués à des défauts créés dans le volume du semi-conducteur, tandis que les pics 4 et 5 ont été attribués à la génération des porteurs minoritaires puisqu'ils n'apparaissent pas dans les spectres des jonctions n<sup>+</sup>p des transistors contrairement aux pics 1, 2 et 3. Nous allons, dans ce qui suit, étudier séparément ces deux types de pics.

#### IV.3.1.1 Défauts créés en volume

Les pics DLTS correspondant aux défauts induits par irradiation sont observés sur les différents types de structures et pour les deux fluences. Sur les Figures 12, 13 et 14 nous avons présenté des spectres DLTS mesurés en faisant varier à chaque fois un des paramètres suivants : fluence d'irradiation, type de la structure et épaisseur d'oxyde.

Tous les spectres présentés sur ces courbes ont été obtenus dans les mêmes conditions de mesure :

$$V_r = 4V, V_p = -4V, t_p = 5ms, f = 1Hz.$$

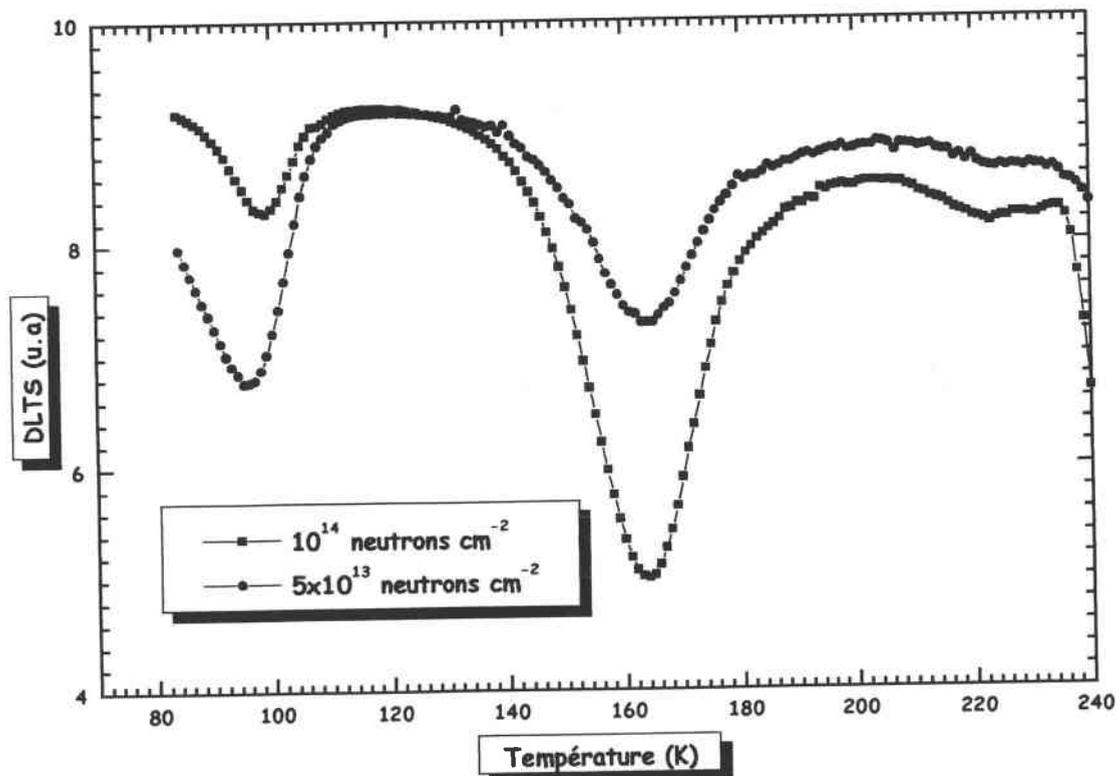


Figure 12 : Spectres DLTS obtenus pour les deux fluences sur les transistors d'épaisseur d'oxyde égale à 85nm

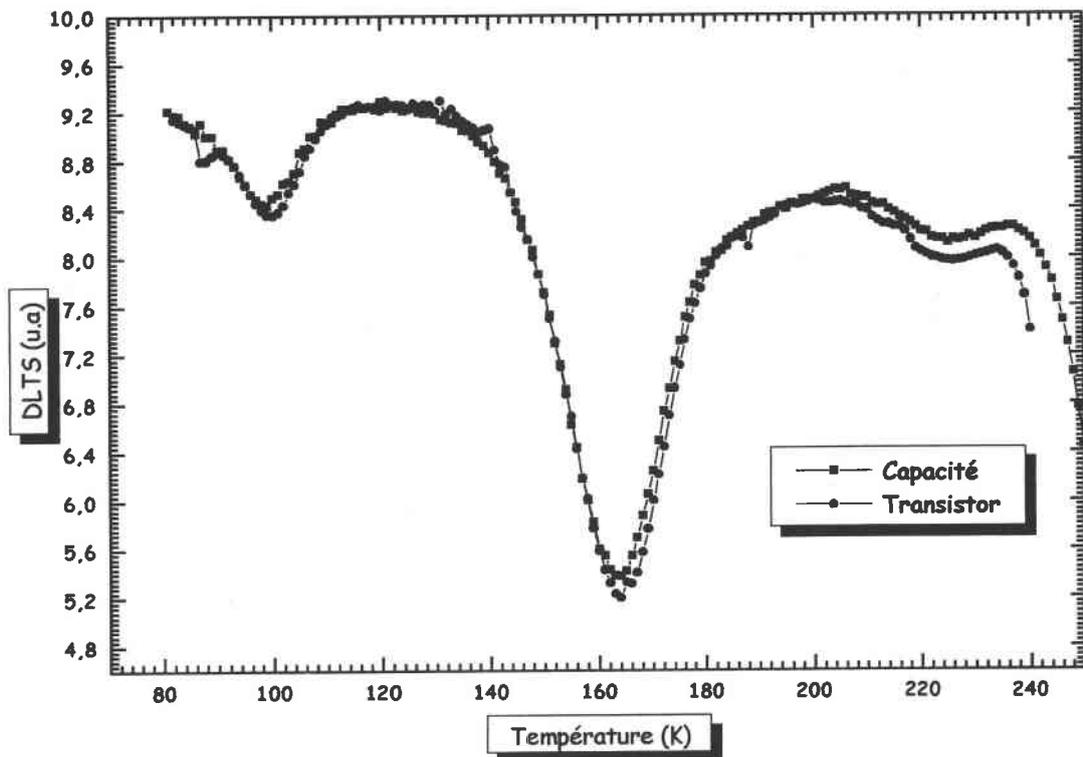


Figure 13 : Spectres DLTS mesurés sur des structures de même épaisseur d'oxyde, capacité et transistor, irradiées à la même fluence ( $10^{14}$  neutrons  $\text{cm}^{-2}$ )

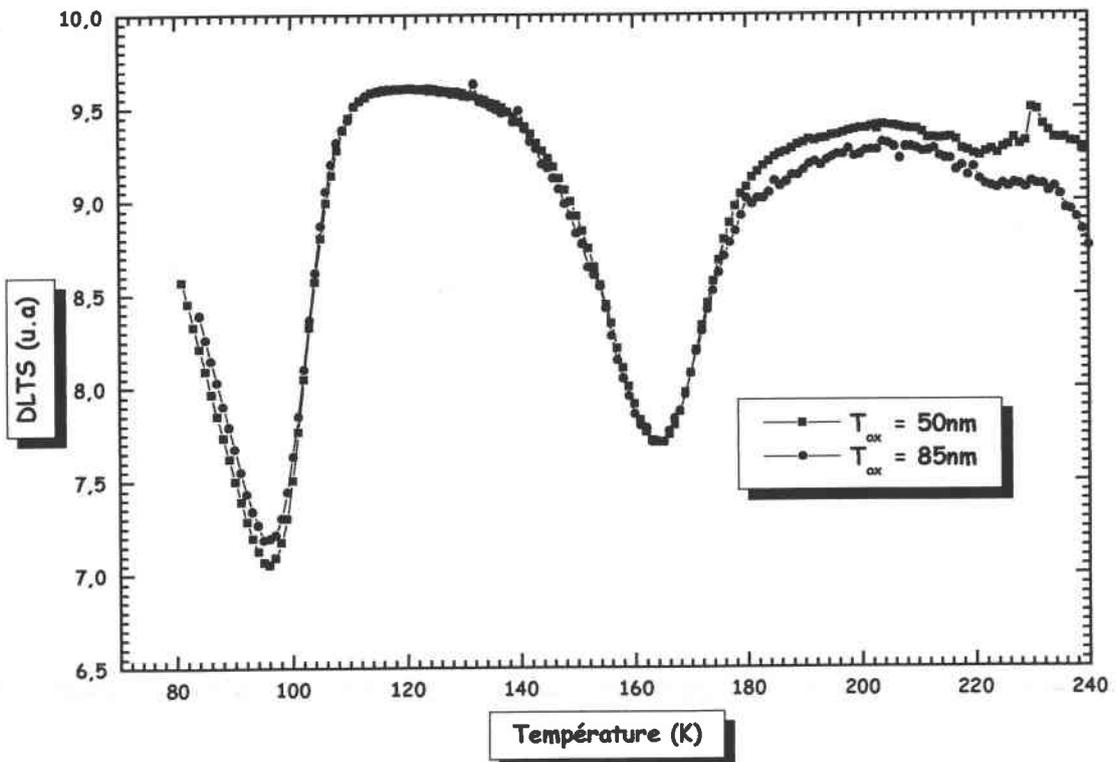


Figure 14 : Spectres DLTS mesurés sur des transistors d'épaisseurs d'oxyde différentes après irradiation à la même fluence ( $5 \times 10^{13}$  neutrons  $\text{cm}^{-2}$ )

En observant ces figures nous remarquons que les positions des trois pics ne sont pas affectées par le type des structures, ni par les épaisseurs d'oxyde, ni par la fluence à l'exception du pic numéro 1. La position de ce pic varie de 3K lorsqu'on passe d'une fluence de  $5 \times 10^{13}$  à  $10^{14}$  neutrons  $\text{cm}^{-2}$ . Comme nous l'avons signalé ces pics sont dus à des défauts en volume créés suite à l'irradiation neutrons. D'autre part, il est d'amplitude moins importante pour la fluence la plus élevée. Ceci est contraire à ce qui est observé sur les pics 2 et 3. Le pic 3 est d'amplitude très faible ce qui le rend difficile à détecter surtout dans les spectres des structures irradiées à faible fluence.

Nous avons étudié la position de ces trois pics en faisant varier la fréquence des impulsions de remplissage des pièges entre 1Hz et 2,5 kHz afin de déterminer les énergies d'activation  $E_a$  ( $E_T - E_v$ ) et les sections efficaces de capture  $\sigma$ .

La Figure 15 présente un ensemble de spectres DLTS relevés à différentes fréquences pour l'étude du pic numéro 2 sur un transistor MOS d'épaisseur  $85\text{nm}$  et irradié à la fluence  $5 \times 10^{13}$  neutrons  $\text{cm}^{-2}$ .

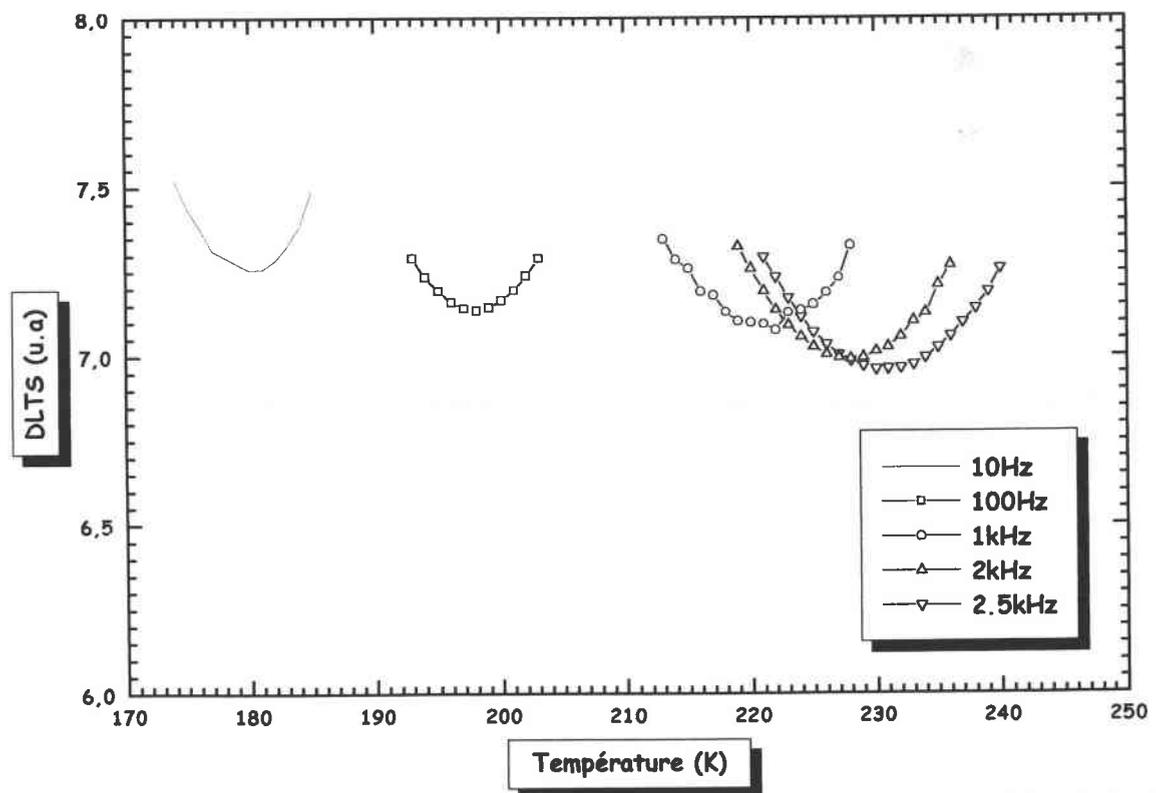


Figure 15 : Exemple de spectre DLTS mesurés à différentes fréquences : Pic2

Les valeurs des paramètres obtenues, sont données dans le Tableau 8 et le Tableau 9 pour les fluences  $5 \times 10^{13}$  et  $10^{14}$  neutrons  $\text{cm}^{-2}$  respectivement.

	$E_a$ (eV)	$\sigma$ ( $\text{cm}^{-2}$ )
<i>Pic 1</i>	0,17	$2 \times 10^{-16}$
<i>Pic 2</i>	0,35	$2 \times 10^{-15}$
<i>Pic 3</i>	xxx	xxx

**Tableau 8 : Energies d'activation et sections efficaces de capture des pics enregistrés sur les structures irradiées à la fluence  $5 \times 10^{13}$  neutrons  $\text{cm}^{-2}$**

	$E_a$ (eV)	$\sigma$ ( $\text{cm}^{-2}$ )
<i>Pic 1</i>	0,19	$3,6 \times 10^{-16}$
<i>Pic 2</i>	0,35	$3,8 \times 10^{-15}$
<i>Pic 3</i>	0,45	$2,7 \times 10^{-16}$

**Tableau 9 : Energies d'activation et sections efficaces de capture des pics enregistrés sur les structures irradiées à la fluence  $10^{14}$  neutrons  $\text{cm}^{-2}$**

Comme nous l'avons mentionné, les positions en énergie des pics ne sont pas très différentes pour les deux types de fluence, le maximum d'écart est constaté pour le pic numéro 1, il est de 0,02eV. Nous n'avons pas présenté les signatures du pic numéro 3 pour la fluence faible car ce pic est difficile à détecter étant donné sa faible amplitude. Les sections efficaces de capture des pièges sont du même ordre de grandeur quelle que soit la fluence.

Les densités de chaque type de défauts créés ont été calculées pour les différents types de structures et il s'est avéré qu'elles ne dépendent pas de l'épaisseur d'oxyde et une faible différence est constatée lorsque le type de la structure varie, par contre la variation devient importante lorsque la fluence change. Les tableaux suivants donnent les densités de défauts calculées pour les deux types de structures et pour les deux fluences utilisées :

$5 \times 10^{13}$ neutrons $\text{cm}^{-2}$	$N_T(\text{Pic 1}) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	$N_T(\text{Pic 2}) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	$N_T(\text{Pic 3}) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$
Capacité	3,7	3	8,4
Transistor	3,1	2,3	4

Tableau 9 : Densités de pièges des défauts créés par la fluence  $5 \times 10^{13}$  neutrons  $\text{cm}^{-2}$

$10^{14}$ neutrons $\text{cm}^{-2}$	$N_T(\text{Pic 1}) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	$N_T(\text{Pic 2}) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	$N_T(\text{Pic 3}) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$
Capacité	8,7	4,2	1,2
Transistor	7,6	3,4	0,9

Tableau 10 : Densités de pièges des défauts créés par la fluence  $10^{14}$  neutrons  $\text{cm}^{-2}$

En comparant nos résultats avec ceux mentionnés dans la littérature [72], nous avons fait correspondre le pic 1 au pic P-1 reporté par Tokuda et Usami [69][71]. A notre connaissance aucune identification de ce pic n'a pu être faite. Le pic 2 correspond au pic P-2 donné par les mêmes auteurs [71] qui est dû à un défaut de type divacance. Le troisième pic n'a pas été identifié.

#### IV.3.1.2 Spectres DLTS obtenus entre 250 et 340K

Dans cet intervalle de température aucun pic dû à des niveaux créés dans le semi-conducteur n'a été décelé, cependant nous avons observé deux pics, numérotés 4 et 5 qui apparaissent dans les spectres des transistors (Figure 11). Ces pics sont de profondeurs très importantes comparées aux trois précédents (Figure 11) et leurs amplitudes sont 10 fois celle observée sur la Figure 16.

Ces pics ont été attribués à la génération des porteurs minoritaires car ils ne sont pas présents dans des spectres DLTS enregistrés sur des jonctions  $n^+p$  drain substrat des transistors.

Le pic 4 n'apparaît pas dans les spectres relevés sur les capacités PMOS (Figure 16), nous pouvons en conclure qu'il est dû à l'injection des porteurs minoritaires, à partir des caissons drain et source des transistors, qui n'est plus négligeable après irradiation.

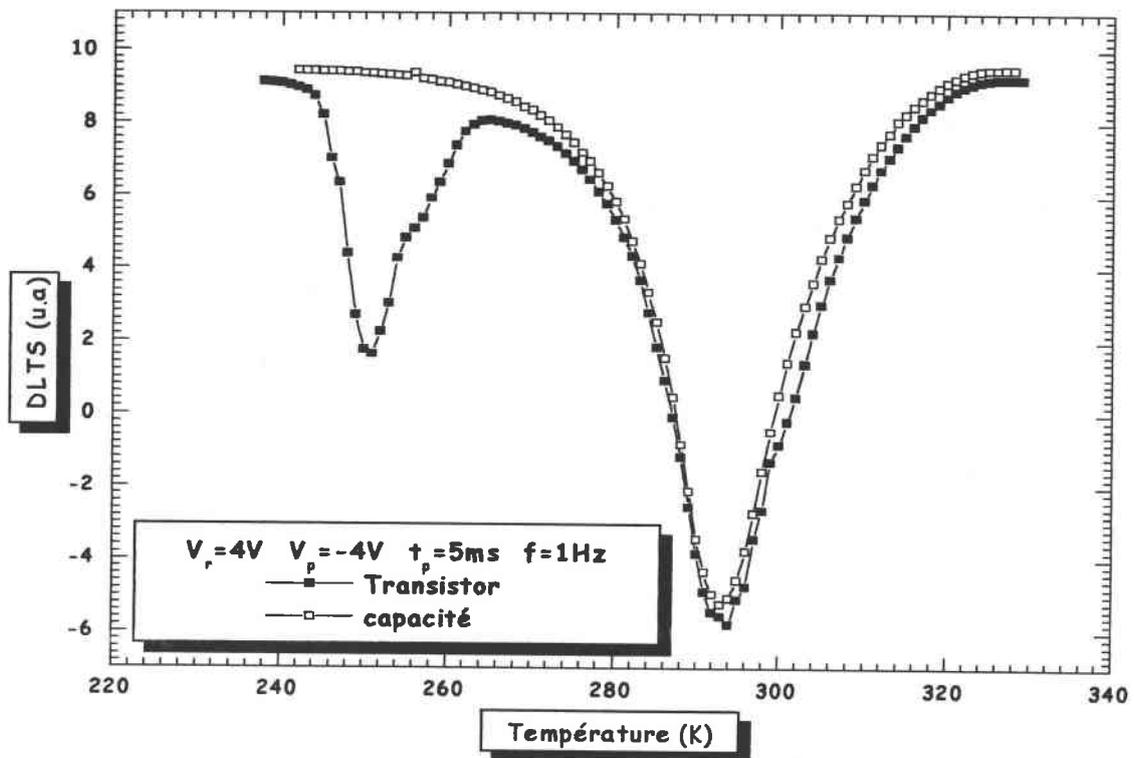


Figure 16 : Exemples de spectres DLTS mesurés sur les capacités

A partir de la Figure 16, nous constatons que les pics de générations des porteurs minoritaires apparaissent à des températures inférieures à l'ambiante contrairement à ce qui était le cas avant irradiation où le pic 5 apparaissait à des températures très élevées. Ceci est dû à la dégradation des paramètres de génération des porteurs minoritaires et à la diminution de la capacité d'inversion. Ceci est en accord avec les résultats obtenus par les mesures de la capacité en fonction du temps.

Nous avons aussi constaté que les positions en température des pics ainsi que leurs amplitudes diminuent avec l'augmentation de la fluence. Plus la fluence est importante, moindre est la capacité d'inversion  $C_{inv}$  ; cette diminution entraîne une réduction de l'amplitude et de la durée des réponses transitoires à une température donnée. Ceci a également été observé sur la Figure 10 qui présente plusieurs  $C(t)$  relevés à la température ambiante. D'autre part, l'amplitude et la position du pic 5 diminuent lorsque l'épaisseur d'oxyde augmente. Cette remarque a été aussi faite avant irradiation.

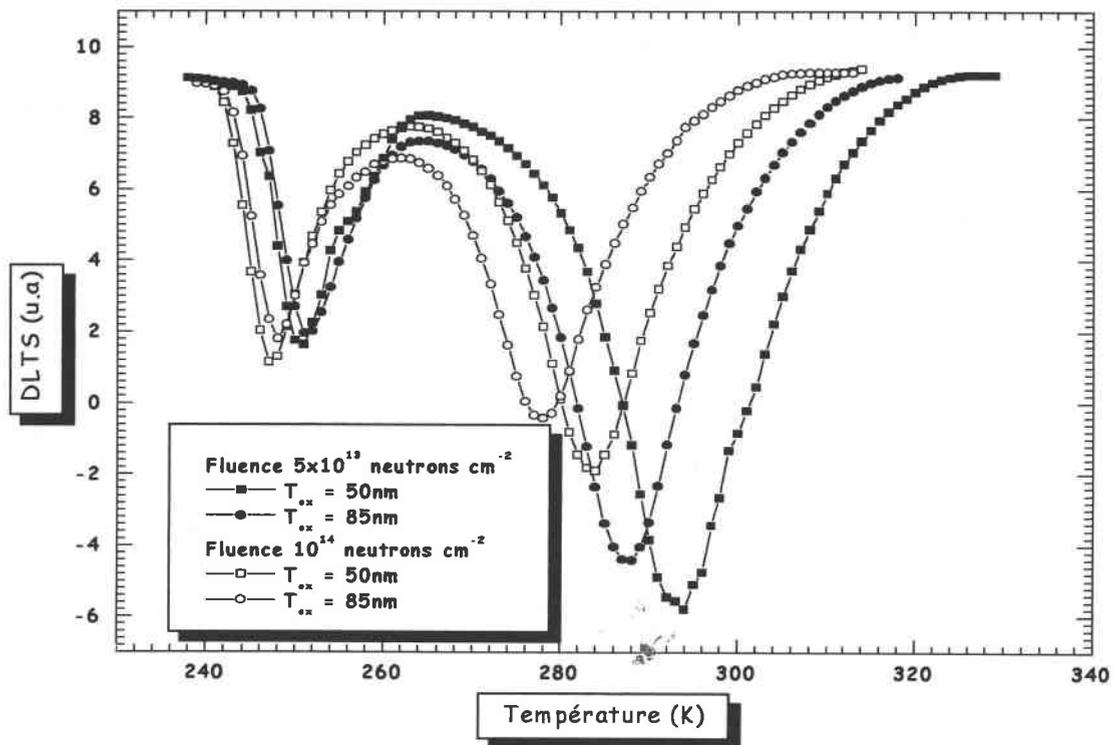


Figure 17 : Pics DLTS de génération en fonction de la fluence et de l'épaisseur d'oxyde

Seule la position du pic 5 varie avec l'épaisseur d'oxyde comme c'est le cas du pic de génération relevé à haute température dans les spectres avant irradiation sur ces structures. Nous l'avons donc lié à la diffusion des porteurs minoritaires depuis la région quasi-neutre du semi-conducteur ainsi qu'à la génération en surface de la zone de charge d'espace. Le fait que la position en température du pic diminue d'une façon considérable est lié, à la forte réduction de la longueur de diffusion des porteurs minoritaires, et à l'augmentation de la vitesse de recombinaison en surface des porteurs constatées, au paragraphe précédent.

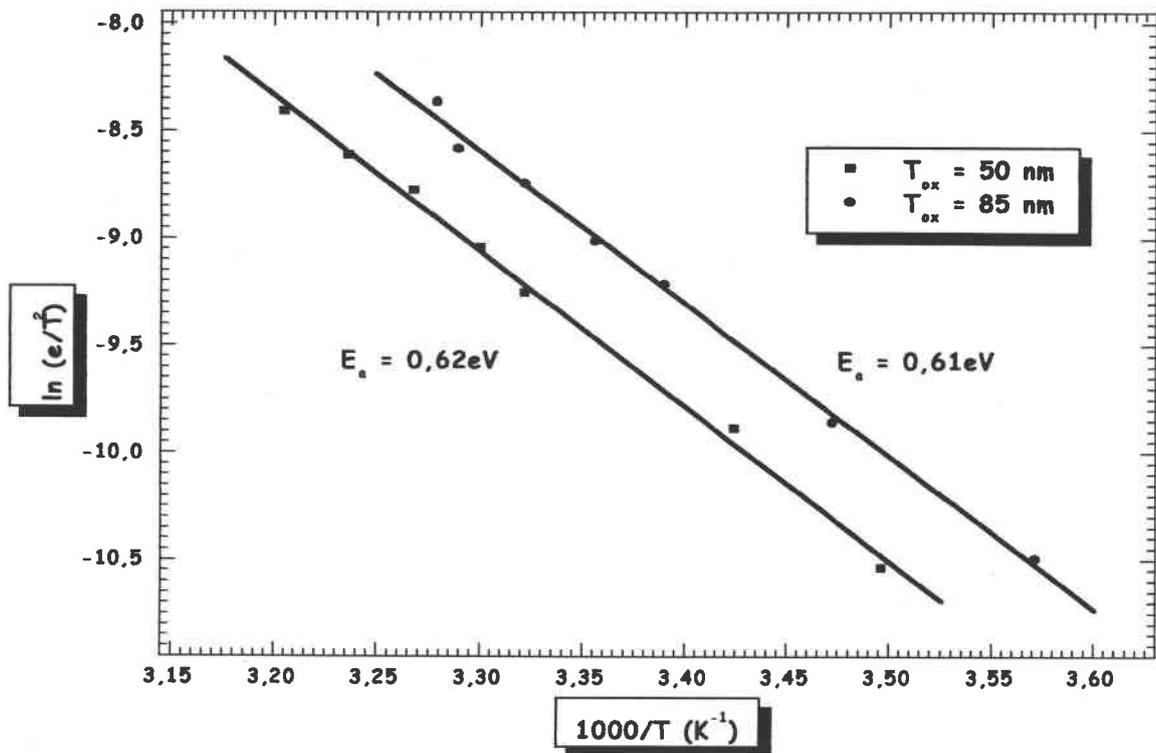


Figure 18 : Arrhénius obtenues pour le pic 5

La valeur de l'énergie d'activation de ce pic est de  $0,6 \text{ eV}$  en moyenne contrairement à ce que nous obtenions avant irradiation (énergie du gap du semi-conducteur). Cet écart est attribué au fait que la génération en surface n'est plus négligeable comme c'était le cas avant irradiation et que le pic n'est donc dû qu'au phénomène de diffusion.

### IV.3.2 Etude par ODLTS

La spectroscopie ODLTS est basée sur le même principe que la DLTS standard. La seule différence qui existe entre les deux techniques est la méthode de l'excitation appliquée. Dans la première elle est optique, par contre dans la deuxième elle est électrique. L'intérêt de l'impulsion optique est de permettre l'excitation les pièges à minoritaires. Ainsi, en combinant les deux méthodes nous arrivons à identifier les défauts sur un large domaine du gap du semi-conducteur.

Avant irradiation, les spectres ODLTS étaient identiques. Ils présentaient tous un palier constant lié à un signal transitoire de capacité. A haute température, l'amplitude du signal ODLTS diminue jusqu'à ce qu'elle devienne nulle ce qui est dû, bien évidemment, à la saturation du signal transitoire de capacité. Il a été supposé que les spectres observés ne sont dus qu'aux réponses transitoires de la capacité qui enregistrent la variation de charge induite

par le passage de l'inversion à l'inversion forte provoquée par l'éclairement. Ces signaux s'annulent à haute température car la génération thermique des électrons s'amplifie et donc il ne reste plus de différence entre le régime d'inversion et d'inversion forte ce qui donne des signaux constants.

Après irradiation, un pic apparaît à très faible température dans les spectres ODLTS (Figure 19).

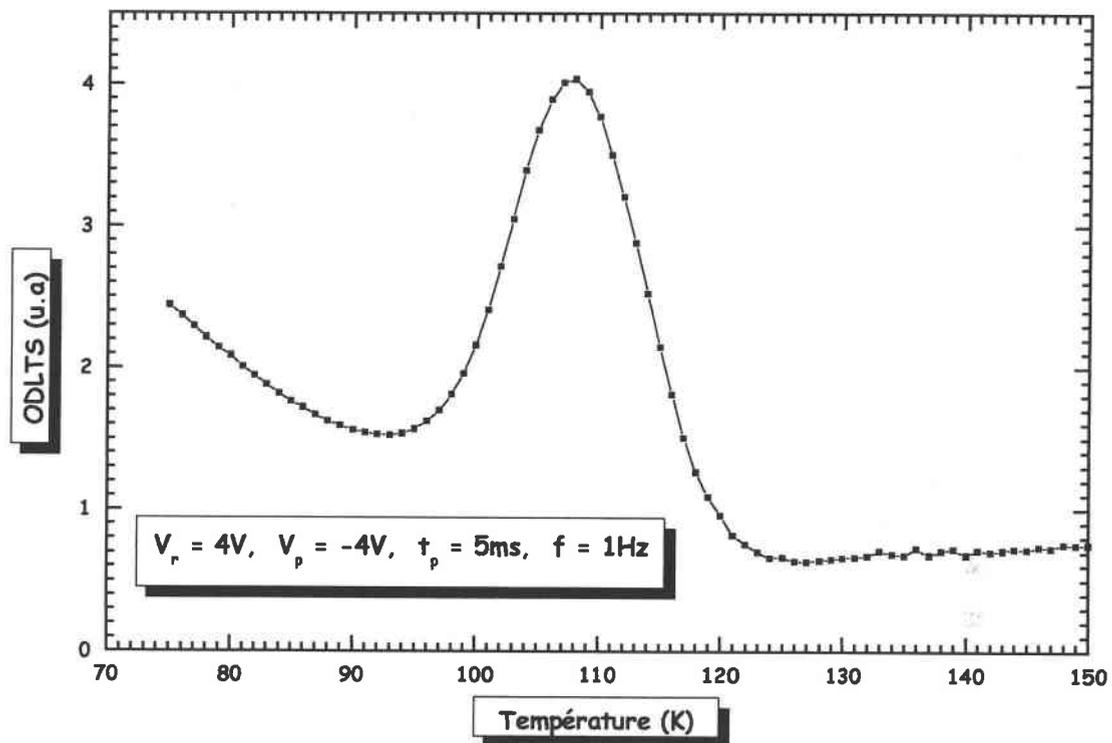


Figure 19 : Exemple de spectre ODLTS obtenu après irradiation

L'analyse, par la méthode d'Arrhénius (Figure 20), de ce pic a révélé que la caractéristique

$$\ln\left(\frac{e_n}{T^2}\right) = \frac{1000}{T}$$

présente deux pentes différentes, ce qui montre que ce pic est dû à deux défauts distincts.

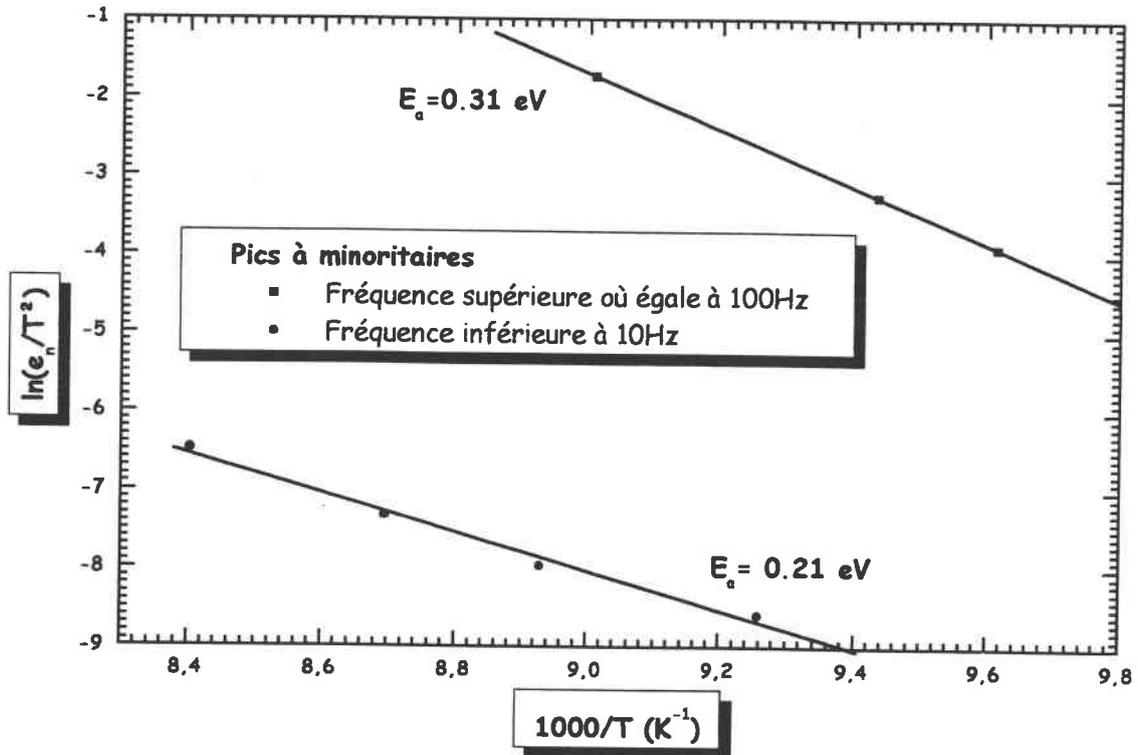


Figure 20 : Arrhénius du pic ODLTS

Les énergies d'activation calculées ainsi que les sections efficaces de capture de ces pièges sont reportées dans le tableau ci-dessous :

	$E_a$ (eV)	$\sigma$ (cm <sup>-2</sup> )
<i>Pic ODLTS</i>	$E_c-0,21$	$9,3 \times 10^{-9}$
	$E_c-0,31$	$8 \times 10^{-16}$

Tableau 11 : Signature du piège à minoritaires observé par ODLTS

La première valeur est en parfait accord avec l'énergie du niveau  $E_2$  détecté par Tokuda et Usami [73] après une irradiation neutrons sous une fluence de  $5 \times 10^{13}$  neutrons cm<sup>-2</sup> dans du silicium type N. Ce niveau est dû à une divacance avec un double état de charge négatif 2<sup>-</sup>. Le deuxième niveau n'a pas été identifié.

## V CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons rapporté brièvement les généralités sur les effets de l'irradiation neutron sur les composants MOS. La deuxième partie du chapitre a été consacrée à la détermination des effets des fluences de  $5 \times 10^{13}$  et  $1 \times 10^{14}$  neutrons cm<sup>-2</sup> sur nos structures.

Par les mesures  $C(V)$  nous avons noté que la formation de la couche d'inversion est très rapide. Nous avons noté aussi une dérive des caractéristiques vers les tensions négatives. Cette dérive indique la formation de charges positives dans l'oxyde et d'autres fixes à l'interface oxyde-semi-conducteur. Cette création de charges peut être liée à des effets secondaires de l'irradiation neutron (paragraphe III.2) comme elle peut être due à l'effet de certains rayonnements gamma que l'on n'a pas pu éliminer du faisceau de neutrons. Nous avons aussi évalué la densité d'états d'interface créés sous l'effet de l'irradiation en se basant sur les  $C(V)$  quasi-statiques et haute fréquence. La densité calculée présente une forme en « U » avec un minimum de l'ordre de  $10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$  au voisinage du milieu du gap.

La caractérisation par les techniques DLTS et ODLTS a été très utile pour détecter et identifier les défauts créés dans le silicium. Les deux méthodes sont complémentaires car chacune a déterminé un type de pièges donné (pièges à majoritaires ou pièges à minoritaires). Nous avons identifié cinq défauts créés en volume du semi-conducteur (trois par DLTS et deux par ODLTS). Nous avons constaté aussi une réduction des paramètres de génération des porteurs minoritaires (diminution de la position en température du pic associé à la génération). Nous avons remarqué aussi qu'après irradiation la diffusion des porteurs minoritaires depuis les jonctions drain et source vers le canal du transistor devient importante (pic 4 dans les spectres DLTS). Ceci est dû à la réduction de la durée de vie des porteurs dans les jonctions. Les mesures  $C(t)$  ont permis d'évaluer la variation induite sur les paramètres de génération des porteurs minoritaires et principalement la longueur de diffusion. Elles ont pu aussi mettre en évidence la création des états d'interface.

## CONCLUSION GENERALE

Ce travail a été divisé en deux parties principales : La première concernait l'analyse avant irradiation des composants. La deuxième était destinée à l'étude après irradiation. Cette étude a été faite en utilisant, principalement, des mesures de la capacité en fonction de la tension  $C(V)$  et du temps  $C(t)$ , ainsi que des mesures de DLTS et de DLTS optique (*ODLTS*).

### ● Analyse avant irradiation :

La caractérisation par  $C(V)$  a permis de déterminer la majeure partie des caractéristiques électriques des composants (dopage, tension de seuil, tension de bandes plates...). Par  $C(V)$  nous avons aussi observé un phénomène de dispersion fréquentielle de la capacité d'accumulation sur les structures NMOSFETs dont l'origine n'a pas été définitivement établie (la présence de défauts, positivement chargés, à la surface reste une hypothèse à vérifier). Nous avons trouvé, en utilisant les mesures  $C(V)$  haute fréquence et quasi-statique, que la densité d'états d'interface est faible, ce qui montre la bonne qualité des échantillons.

L'analyse des signaux transitoires de la capacité en fonction du temps a aussi confirmé la bonne qualité des structures. En effet, les durées des réponses  $C(t)$  étaient très longues (de 1 à 3 heures) ce qui montre bien que les courants d'obscurité sont très difficiles à générer à la température ambiante. Nous avons aussi utilisé ces mesures pour déterminer la durée de vie effective de génération  $\tau'_g$  des porteurs minoritaires, la longueur de diffusion  $L_n$  et la durée de vie de recombinaison  $\tau_r$  qui constituent les principales constantes de génération des porteurs minoritaires. Il s'est avéré que  $\tau'_g$  est trop élevée et que la diffusion à partir de la région quasi-neutre du substrat est le mécanisme dominant de génération. Les calculs de la longueur de diffusion ont été faits en utilisant la technique  $1-(C_i/C)^2$  pour les mesures en fonction du temps, et la méthode de Zerbst habituellement utilisée pour calculer  $\tau'_g$  et la vitesse de recombinaison effective  $S_{eff}$ . Les deux techniques ont donné des résultats cohérents ce qui a prouvé que la contribution des défauts d'interface à la génération de courants d'obscurité est négligeable.

L'étude par spectroscopie DLTS a mis en évidence des pics dus aux phénomènes de génération des porteurs minoritaires mais aucun défaut profond n'a pu être détecté. Nous avons développé une nouvelle méthode de détermination des constantes de génération relatives à ces processus. Cette technique a l'avantage d'utiliser la spectroscopie DLTS car elle permet en premier temps d'identifier clairement les mécanismes de génération qui sont

mis en jeu lors de la génération du courant d'obscurité contrairement aux méthodes  $C(t)$  où le choix de la technique appropriée est difficile au début, puisqu'on n'a pas d'idées sur les phénomènes de génération mis en jeu dans les structures.

### ✿ Analyse après irradiation

Le même plan de travail a été suivi dans cette deuxième partie.

Par  $C(V)$  nous avons constaté la création de charges piégées dans l'oxyde et déterminé leur nombre par unité de surface. Nous avons observé aussi une diminution apparente dans le niveau de dopage des structures (il est passé de  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  à  $4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  pour la faible fluence et à  $2,5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  pour la forte fluence) due au phénomène de désactivation des porteurs. La densité d'états d'interface a par contre augmenté. Nous avons déterminé une valeur moyenne ( $10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ ) du minimum au voisinage du milieu de la bande interdite.

Les durées des signaux transitoires de capacité en fonction du temps, relevées à 300K sous obscurité, se sont réduites d'une manière considérable car elles sont devenues inférieures à la seconde, ce qui prouve que les paramètres de génération des porteurs minoritaires se sont énormément réduits. Les calculs de ces paramètres par la méthode de Zerbst et la méthode  $I-(C/C)^2$  ont consolidé cette constatation, et la contribution des états d'interface à la génération de porteurs minoritaires a été mise en évidence.

La spectroscopie DLTS a été utilisée dans ce chapitre comme moyen de détection et d'identification des défauts induits dans le silicium sous l'effet de l'irradiation. Nous avons utilisé deux variantes de cette technique la DLTS standard qui détecte les pièges à majoritaires (pièges à trous dans notre cas) et la DLTS optique (ODLTS) qui détecte les pièges à minoritaires. La première a mis en évidence la création de trois pièges en volume. Deux de ces pièges sont déjà rencontrés dans la littérature dont l'un est une divacance. L'origine de l'autre, à notre connaissance, n'est pas encore établie. Les spectres DLTS présentaient aussi deux pics dus à la génération des porteurs minoritaires, dont un est dû à l'injection des porteurs depuis les caissons drain et source du transistor ; le deuxième a la même nature que celui observé avant irradiation (diffusion des porteurs minoritaires depuis la région quasi-neutre). L'ODLTS, quant à elle, a identifié un piège qui présente deux énergies d'activation dont une coïncide avec une divacance.

En perspective de ce travail, nous comptons étudier avec plus de détails le phénomène de dispersion observé sur les transistors, ainsi que l'évolution des défauts observés par DLTS avec le recuit afin de déterminer leurs origines.

Annexe A

**C(V) : CARACTERISTIQUES ET REGIMES DE FONCTIONNEMENT**

**I. Expression de la capacité en fonction de la tension**

La capacité MOS est une structure Métal–Oxyde–Semi-conducteur (Figure 1). Les contacts électriques sont faits sur la grille et le contact arrière. Le diagramme énergétique d'une capacité MOS sur un substrat type P est représenté dans la Figure 1. Le niveau de Fermi intrinsèque est pris comme niveau de référence.

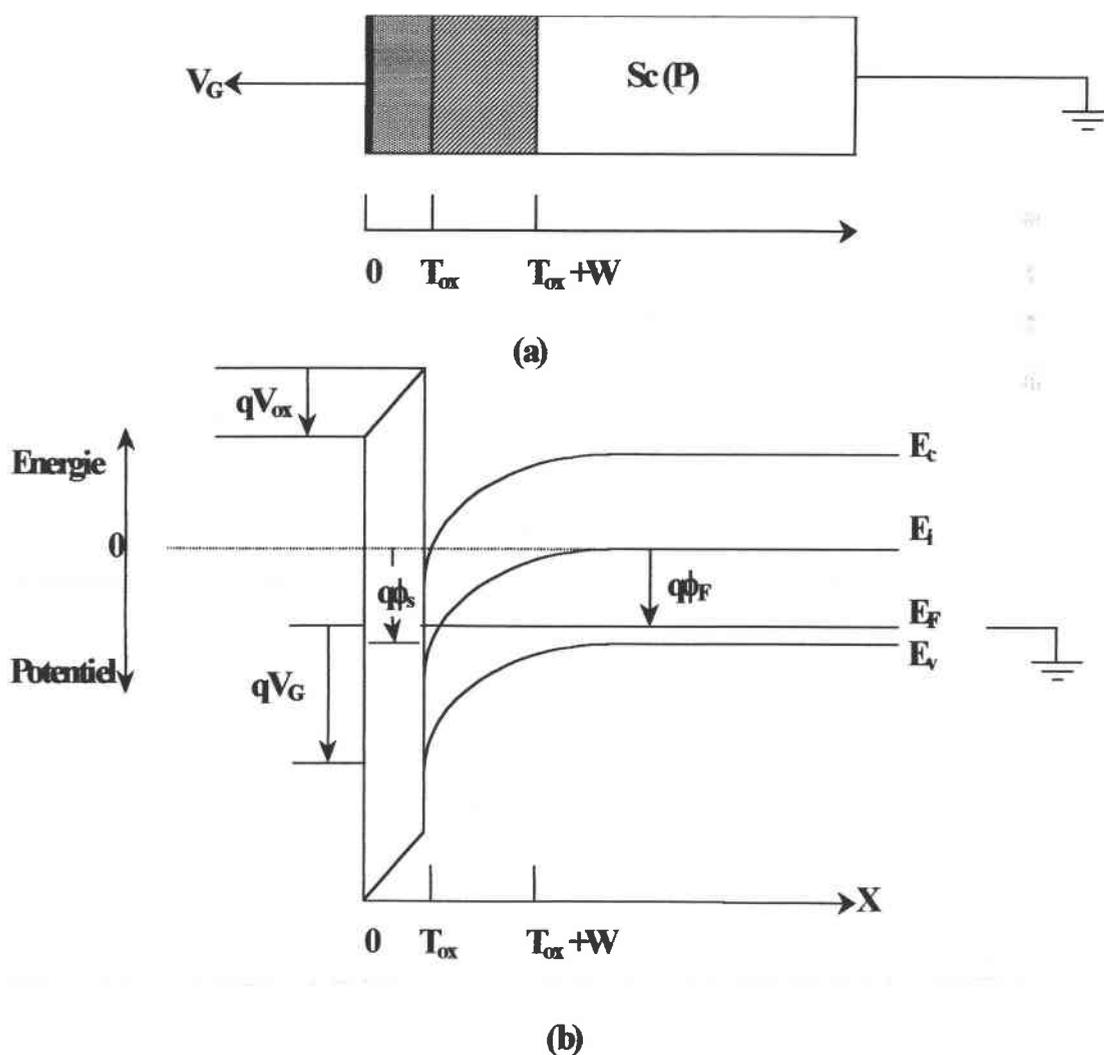


Figure 1: Coupe (a) et diagramme énergétique(b) d'une capacité MOS

La capacité est définie comme étant la variation de charge  $dQ$ , induite par une variation de tension  $dV$  :

$$C = \frac{dQ}{dV} \quad (\text{A - 1})$$

Durant une mesure C(V) un signal alternatif de faible amplitude est appliqué à la structure, il est superposé à la tension continue, ce qui induit une variation de charge dans la structure et donc de la capacité. L'équilibre de charges dans la structure conduit à l'équation :

$$Q_G = Q_{sc} + Q_{it} \quad (\text{A - 2})$$

$Q_G$  est la charge créée dans la grille sous l'effet de la polarisation.

$Q_{sc}$  est la charge créée dans le semi-conducteur.

$Q_{it}$  est la charge piégée dans les états d'interface.

Dans cette formule on suppose que la charge dans l'oxyde est nulle. La tension de grille  $V_G$  se divise en deux composantes : une chute de tension à travers l'oxyde  $V_{ox}$  et une autre à travers le semi-conducteur  $V_{sc}$ .

$$V_G = V_{ox} + V_{sc} \quad (\text{A - 3})$$

En considérant les équations (A - 1) à (A - 3), on peut exprimer la capacité sous la forme :

$$C = \frac{dQ_{sc} + dQ_{it}}{dV_{ox} + dV_{sc}} \quad (\text{A - 4})$$

La charge du semi-conducteur consiste, en général, en une charge d'accumulation  $Q_{acc}$ , une charge de la zone de charge d'espace  $Q_b$ , et une charge d'inversion  $Q_n$  :

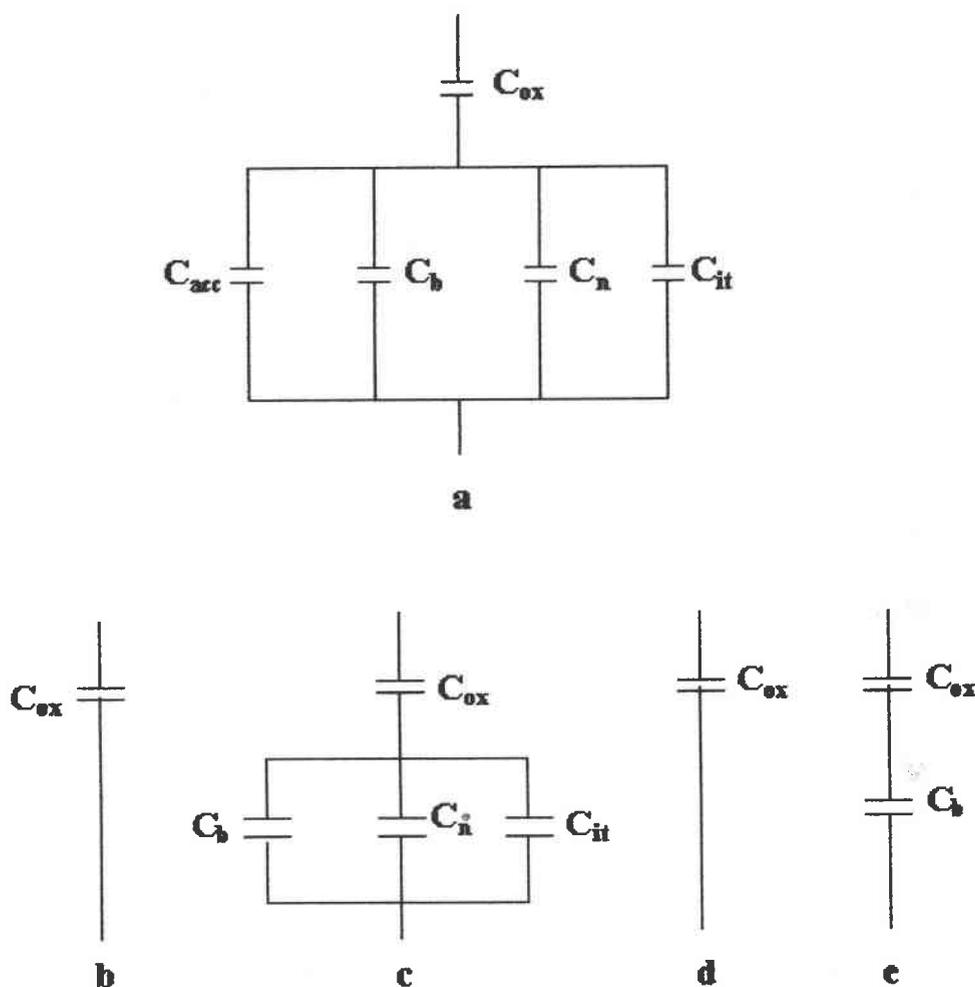
$$C = \frac{1}{\frac{dV_{ox}}{dQ_{sc} + dQ_{it}} + \frac{dV_{sc}}{dQ_{acc} + dQ_b + dQ_n + dQ_{it}}} \quad (\text{A - 5})$$

La définition générale de la capacité conduit à l'expression :

$$C = \frac{1}{\frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{acc} + C_b + C_n + C_{it}}} = \frac{C_{ox}(C_{acc} + C_b + C_n + C_{it})}{C_{ox} + C_{acc} + C_b + C_n + C_{it}} \quad (\text{A - 6})$$

où  $C_{ox}$  est la capacité d'oxyde.

L'équation (A - 6) est représentée par le schéma équivalent de la Figure 2-a. Suivant le régime de fonctionnement de la structure MOS, ce circuit peut être simplifié. La fréquence du signal alternatif appliqué, principalement pour les tensions fortement positives dans le cas d'un substrat semi-conducteur type P (régime d'inversion), joue également un rôle sur la capacité.



**Figure 2 : Circuits équivalents d'une capacité MOS**

## **II. Régimes de fonctionnement d'une capacité MOS**

Sous l'effet de la polarisation, la structure MOS peut connaître trois régimes différents. Nous allons, dans ce qui suit, expliciter ces régimes dans le cas d'une capacité MOS sur substrat P.

### II.1. Régime d'accumulation

Lorsque la tension appliquée sur la structure est fortement négative, les trous se trouvent attirés à l'interface oxyde-semi-conducteur et s'accumulent dans une zone d'épaisseur très faible. La capacité du semi-conducteur devient très importante en raison du nombre important de trous dans le semi-conducteur. Ainsi, les quatre capacités sont court-circuitées et la capacité mesurée devient équivalente à celle de l'oxyde (Figure 2-b) :

$$C_{acc} = C_{ox} \quad (A - 7)$$

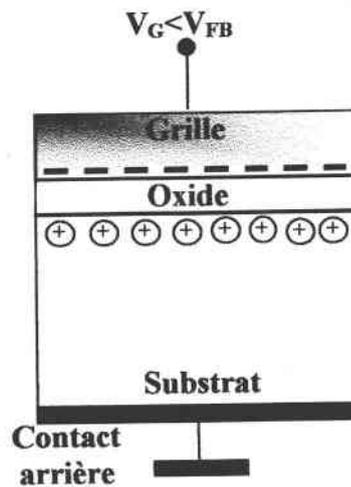


Figure 3 : Distribution de charges dans une structure MOS en accumulation

On déduit de l'équation (A - 7) qu'en régime d'accumulation, la capacité de la structure est indépendante de la polarisation de grille.

### II.2. Régime de déplétion

Lorsque la tension devient faiblement positive, les porteurs majoritaires sont repoussés de l'interface vers le volume du semi-conducteur. La modulation de charge présente sur la grille est équilibrée par la charge de la zone de charge d'espace  $Q_b = -qN_aW$ . C'est le régime de déplétion.

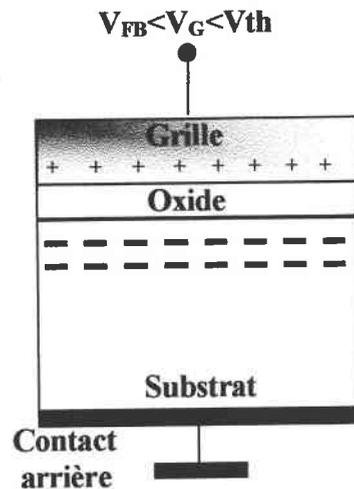


Figure 4 : Distribution de charges dans une structure MOS en déplétion

Les pièges à l'interface peuvent aussi contribuer à l'équilibre des charges. La capacité de la structure devient équivalente à deux condensateurs mis en série:

$$\begin{aligned} \frac{1}{C_{dép}} &= \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{sc(dép)}} \\ &= \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_b + C_{it}} \end{aligned} \quad (A - 8)$$

En faible inversion, la charge  $Q_n$  commence à se manifester. La Figure 2-c montre le circuit équivalent de la capacité MOS en faible inversion.

### II.3. Régime d'inversion

Lorsque la tension devient fortement positive, la structure se trouve en régime d'inversion dans ce cas deux possibilités sont à envisager:

La modulation de la charge créée est équilibrée côté semi-conducteur :

- Si elle est lente, (cas des mesures basses fréquences) par une modulation de la charge dans la couche d'inversion.
- Si elle est rapide, par une modulation d'épaisseur de la zone de charge d'espace c'est à dire par un mouvement de charge à une distance  $W_{max}$  de l'interface semi-conducteur isolant.

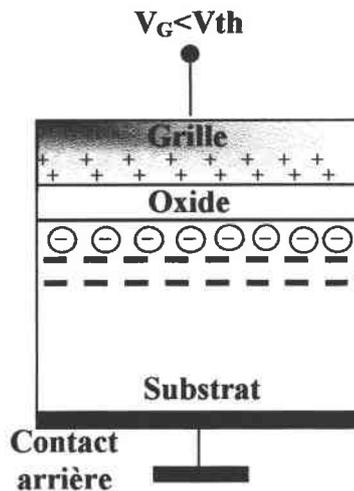


Figure 5 : Distribution de charges dans une structure MOS en inversion

La capacité de la structure polarisée en inversion dépend donc de la fréquence:

En basse fréquence :

$$C_{inv} = C_{ox} \text{ (Figure 2-d)} \quad (\text{A - 9})$$

En haute fréquence :

$$C_{inv} = \left( \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_b} \right)^{-1} \text{ avec } C_b = \frac{\epsilon_{sc}\epsilon_0}{W_{max}} \text{ (Figure 2-e)} \quad (\text{A - 10})$$

$W_{max}$  étant l'épaisseur maximum de la zone de charge d'espace. En régime d'inversion la capacité de la structure est indépendante de la tension appliquée aussi bien en haute fréquence qu'en basse fréquence.

Il est à noter que le régime d'inversion en haute fréquence dépend fortement de la durée de vie de génération des porteurs minoritaires. Ainsi si cette durée est grande les porteurs minoritaires tardent à être générés à l'obscurité et la structure se trouve en un régime transitoire dit régime de **déplétion profonde**. Dans ce régime la zone de charge d'espace dépasse son extension limite  $W_l$  et la structure se trouve hors équilibre (l'équilibre est équivalent au régime d'inversion). La capacité équivalente est toujours exprimée en fonction de la capacité d'oxyde et de celle du semi-conducteur. La couche d'inversion peut être générée en éclairant initialement la structure ou en effectuant des mesures avec une faible vitesse de balayage.

La Figure 6 représente deux courbes  $C(V)$  idéales correspondant aux basses et hautes fréquences.

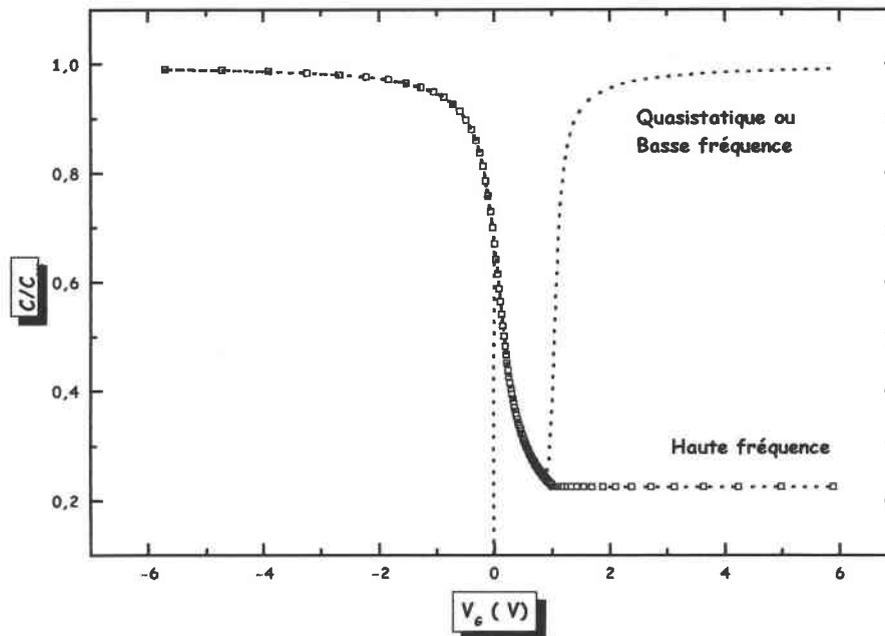


Figure 6: Caractéristiques  $C_{LF}(V)$  et  $C_{HF}(V)$  théoriques normalisées

Les deux courbes sont identiques pour les tensions négatives mais complètement différentes pour les polarisations positives, car la charge d'inversion n'est pas capable de suivre le signal alternatif dans le cas des hautes fréquences. En régime de déplétion profonde cette charge est nulle.

## Annexe B

### METHODE HF-LF DE DETERMINATION DE LA DENSITE D'ETATS D'INTERFACE

Cette méthode a été pour la première fois initiée par Castagné et Vapaille, ils ont combiné les courbes  $C(V)$  quasi-statique et haute fréquence pour déterminer expérimentalement la capacité du semi-conducteur  $C_{sc}$ , sans passer par des calculs théoriques, et donc sans avoir besoin de connaître le profil de dopage du composant.

En basse fréquence, les états d'interface contribuent par une capacité  $C_{it}$  à la capacité mesurée car ils arrivent à suivre le signal alternatif appliqué.

La capacité basse fréquence  $C_{LF}$  s'écrit donc :

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

Alors qu'en haute fréquence, la capacité  $C_{HF}$  s'écrit plus simplement :

$$\frac{1}{C_{HF}} = \frac{1}{C_{sc}} + \frac{1}{C_{ox}} \quad (\text{B - 2})$$

A partir de ces équations on déduit  $C_{it}$  :

$$C_{it} = qAD_{it} = C_{ox} \left( \frac{C_{LF}}{C_{ox} - C_{LF}} - \frac{C_{HF}}{C_{ox} - C_{HF}} \right) \quad (\text{B - 3})$$

Ainsi  $C_{it}$  est obtenue directement à partir des courbes  $C(V)$  mesurées en éliminant l'incertitude introduite dans le calcul théorique de  $C_{sc}$ .

Il est bien évident que l'équation (B - 3) donne  $D_{it}$  en fonction de la polarisation de grille  $V_G$ . La densité d'états d'interface doit être présentée en fonction de la position dans la bande interdite. Pour y parvenir on doit déterminer la variation du potentiel de surface  $\Psi_s$  en fonction de  $V_G$ , ceci fait nous déduisons  $D_{it}(\Psi_s)$ .

L'équation (B - 3) ne donne  $D_{it}$  que sur un intervalle restreint du gap, car elle n'est pas valide pour les polarisations de grille très proches et dans le régime d'inversion car les porteurs minoritaires ne suivent pas le signal alternatif.

Afin de déterminer le potentiel de surface en fonction de la polarisation, nous utilisons les courbes  $C(V)$  quasi-statiques utilisées premièrement par Berglund :

$$\Psi_s = \Psi_{so} + \int_{V_{G0}}^{V_G} \left( 1 - \frac{C_{LF}(V_G)}{C_{ox}} \right) dV_G \quad (\text{B-4})$$

## REFEENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1]. VAPAILLE, A. et CASTAGNE, R., **Dispositifs et circuits intégrés semiconducteurs physique et technologie**, Dunod, Paris, 1990.
- [2]. MATHIEU, H., **Physique des semiconducteurs et des composants électroniques**, 3<sup>ème</sup> Ed., Masson, Paris, 1996.
- [3]. SZE, S. M., **Physics of semiconductor devices**, Wiley Interscience, 2<sup>ème</sup> Ed., 1981.
- [4]. Data Thomson.
- [5]. SCHRÖDER, D. K., **Carrier lifetimes in silicon**, IEEE. Trans. Elect. Dev., vol. 44, n°. 1, pp. 160-170, 1997.
- [6]. FOSSUM, J. G., MERTENS, R. P., LEE, D. S. et al., **Carrier recombination and lifetime in highly doped silicon**, SOLID-STATE-ELECTRON, vol. 26, n°.6, pp.569-576, 1983.
- [7]. GROVE, A. S., traduit par: DE BREBISSON, M., ENCINAS, J. E., et THIRE, J. E., **Physique et technologie des dispositifs à semiconducteur**, Dunod, Paris, 1971.
- [8]. BALIGA, B. J., **Power semiconductor devices**, PWS, 1996.
- [9]. JAKUBOWSKI, A., MARCINIACK, W., and PRZEWLOCKI, H. M., **Diagnostic measurements in LSI / VLSI integrated circuits production**, World scientific, 1991.
- [10]. SCHRÖDER, D. K., **Semiconductor material and device characterization**, Wiley-Interscience, 1990.
- [11]. BARRADA, M., **Contribution à l'étude des propriétés électroniques des structures M.I.S. sur InP (Au/BN/InP)**. – 230, Th. : électronique : Metz : 1995.
- [12]. BARBOTTIN, G. and VAPAILLE, A., **Instabilities in silicon devices**, vol. 1 et 2, Elsevier science Publishers B. V., 1986.
- [13]. NICOLLIAN, E. H., and BREWS, J. R., **MOS (Metal Oxide Semiconducteur) physics and technology**, Wiley Interscience, 1982.
- [14]. BREWS, J. R., **Correcting interface-state errors in MOS doping profile determinations**, J. Appl. Phys., vol. 44, n°. 7, pp. 3228-3231, 1973.
- [15]. GOURRIER, S., and FRIEDEL, P., **Caractérisation électrique des états électroniques d'interface isolant/semiconducteur**, Acta electronica, vol. 25, n°. 3, pp. 217-240, 1983.
- [16]. MEGO, T. J., **Improved feedback charge method for quasistatic CV measurements in semiconductors**, Rev. Sci. Instr., vol. 57, pp. 11, 1986.

- [17]. MEGO, T. J., **Improved quasistatic CV measurement method for MOS**, S. S. Techn., vol. 29, n°.11, S19-21, 1986.
- [18]. Manuel d'utilisation du Keithley 595.
- [19]. BOBYLEV, B. A., KOVALEVSKAJA, T. E., MARCHISHIN, I. V., et al., **Capacitance voltage profiling multiquantum well structures**, SOLID-STATE-ELECTRON, vol. 41, n°. 3, pp. 481-486, 1997.
- [20]. MCGILLIVRAY, I. G., ROBERTSON, J. M., and WALTON, A. J., **Improved measurement of doping profiles using CV techniques**, IEEE Trans. Elect. Dev, vol. 35, n°. 2, 1988.
- [21]. INIEWSKI, K., and JAKUBOWSKI, A., **Determination of the average impurity concentration on the basis of the threshold voltage of the MOS transistor**, Elect. Techn., vol. 18, pp. 3-12, 1985.
- [22]. INIEWSKI, K., and JAKUBOWSKI, A., **Procedure for determination of a linear approximation doping profile in a MOS structure**, SOLID-STATE-ELECTRON, vol. 30, n°. 3, pp. 295-298, 1987.
- [23]. LEHOVEC, K., **C-V analysis of a partially depleted semiconducting channel**, Appl. Phys. Lett., vol. 26, n°. 3, pp. 82-84, 1975.
- [24]. ZIEGLER, K., KLAUSMANN, E., and Kar, S., **Determination of the doping profile right up its surface using the MIS capacitor**, SOLID-STATE-ELECTRON, vol. 18, pp. 189-198, 1975.
- [25]. CAND, M., DEMOULIN, E., LARDY, J-L., et al., **Conception des circuits intégrés MOS : éléments de base – perspectives**, EYROLLES et CENT-ENST, 1986.
- [26]. SADEGHI, M., Jauhiainen, A., Liss, B., et al., **High frequency capacitance measurements on metal-insulator-semiconductor structures in thermal non-equilibrium condition**, SOLID-STATE-ELECTRON, vol. 42, n°.12, pp.2233-2238, 1998.
- [27]. MSI ELECTRONICS.
- [28]. MORAGUES, J. M., CIANTAR, E., JERISIAN, R., et al., **Surface potential determination in metal-oxide-semiconductor**, J. Appl. Phys., vol. 76, n°. 9, pp. 5278-5287, 1994.
- [29]. BERGLUND, C. N., IEEE Trans. Electron. Dev., Ed.-13, 701, 1966.
- [30]. KUHN, M., **A quasistatic technique for MOS C-V and surface state measurements**, SOLID-STATE-ELECTRON, vol. 13, pp. 873, 1970.

- [31]. PASSLACK, M., HONG, M., MANNAERTS, J. P., et al., **Low Dit, thermodynamically stable Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-GaAs interfaces: fabrication, characterization, and modeling**, IEEE. Trans. Elect. Dev., vol. 44, n° 2, pp. 214-225, 1997.
- [32]. SIMONNE, J. J., **A method to extract interface state parameters from the MIS parallel conductance technique**, Solid – state Electron., vol. 16, pp. 121-124, 1973.
- [33]. NORAS, J. M., **Extraction of interface state attributes from MOS conductance measurements**, Solid – state Electron., vol. 30, n° 4, pp.433-437, 1987.
- [34]. NORAS, J. M., **Parameter estimation in MOS conductance studies**, Solid – state Electron., vol. 31, n°5, pp. 981-987, 1988.
- [35]. HILL, W. A., and COLEMAN, C. C., **A single frequency approximation for interface state density determination**, Solid – state Electron., vol. 23, pp. 987-993, 1980.
- [36]. RICKSAND, A., and ENGSTRÖM, O., **Deep-level transient spectroscopy: increased accuracy of interpretation of silicon/silicon dioxide interface state data by the assistance of computer simulation**, J. Appl. Phys., vol. 70, n° 11, pp. 6915-6926, 1991.
- [37]. TELIA, A., **Etude par spectroscopie DLTS des transitoires de capacité sur les interfaces oxydes natifs – (n) InP. – 184**, Th. : électronique : Metz : 1990.
- [38]. LEPLEY, B., BATH, A., C.-NEDELEC, C., et al., **Determination by optical DLTS of the distribution of states near the valence band of plasma oxidized n-type InP**, Phys. Stat. Sol., (a), vol.108, pp. K41-K46, 1988.
- [39]. LANDHEER, D., YOUSEFI, G. H., WEBB, J. B., et al., **Deep-level transient spectroscopy of HF-cleaned and sulfur passivated InP metal/nitride/semiconductor structures**, J. Appl. Phys., vol. 75, n° 7, pp. 3516-3521, 1994.
- [40]. LOSSON, E., **Méthodes d'exploitation des transitoires de capacité en spectroscopie des niveaux profonds (DLTS) : Application à des jonctions Au-InP. – 135**, Th. : électronique : Metz : 1992.
- [41]. JOHNSON, N. M., BARTELINK, D. J., and SCHULZ, M., **The physics of SiO<sub>2</sub> and its interafaces : Proceedings of theinternational topical conference Yorktown heights., PANTELIDES, S. T., 1978. - pp. 421-427.,**
- [42]. KATSUBE, T., SAKATA, I., and IKOMA, T., **Hot hole effect on surface state density and minority carrier generation rates in Si MOS diodes measured by DLTS**, IEEE. Trans. Elect. Dev., vol. ED-27, n° 7, pp. 1238-1243, 1980.
- [43]. LI, X., and TANSLEY, T. L., **Determination of insulator/semiconductor interface trap density by correlation deep level transient spectroscopy method**, J. Appl. Phys., vol. 72, n° 9, pp. 4125-4129, 1992.

- [44]. TOKUDA, Y., and USAMI, A., **Evaluation of minority-carrier traps at the interface in MOS structures by optical DLTS**, Jap. J. Appl. Phys., vol. 21, n° 3, pp. L165-L166, 1982.
- [45]. LANG, D. V., **Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors**, J. Appl. Phys., vol. 45, n° 7, pp. 3023-3032, 1974.
- [46]. LI, M. F., **Modern semiconductor quantum physics**, World scientific, Singapore, 1994.
- [47]. BRUNWIN, R., HAMILTON, B., JORDAN, P., et al., **Detection of minority carrier traps using transient spectroscopy**, Elect. Lett., vol. 15, n° 12, pp. 349-350, 1979.
- [48]. LE BLOA, A., QUAN, D. T., and GUENNOUNI, Z., **FTDLTS: a novel isothermal DLTS method using Fourier transform**, Meas. Sci. Techno., pp. 325-336, 1993.
- [49]. DOBACZEWSKI, L., HAWKINS, D., and PEAKER, A. R., **Laplace transform DLTS: a new insight in to deep microscopy**, 1<sup>st</sup> Int. Conf. On Materials for microelectronics, Barcelona, Mat. Sci. and Techn., vol. 11, pp. 1071, 1994.
- [50]. DMOWSKI, K., LEPLEY, B., LOSSON, E., et al., **A method to correct for leakage current effects in deep level transient spectroscopy measurements on schottky diodes**, J. Appl. Phys., vol. 74, n° 6, pp. 3936-3943, 1993.
- [51]. AHAITOUF, Az., LOSSON, E., et CHARLES, J-P. ; **Méthodes d'exploitation des transitoires de capacité en spectroscopie DLTS pour la détermination des caractéristiques des défauts**, Récents progrès en génie des procédés, vol. 60, n° 12, pp. 245-251, 1998.
- [52]. DOOLITTLE, W. A., and ROHTAGI, A., **A new figure of merit and methodology for quantitatively determining defect capabilities in deep level transient spectroscopy**, J. Appl. Phys., vol. 75, n° 9, pp. 4570-4575, 1994.
- [53]. DOOLITTLE, W. A., and ROHTAGI, A., **Comparison of covariance linear predictive modeling to the modulation function method for use in deep level transient spectroscopy**, J. Appl. Phys., vol. 75, n° 9, pp. 4560-4569, 1994.
- [54]. YAMASAKI, K., YOSHIDA, M., and SUGANO, T., **Deep level transient spectroscopy of bulk traps and interface states in Si MOS diodes**, Jap. J. Appl. Phys., vol. 18, n° 1, pp. 113-122, 1979.
- [55]. PEARCE, N. O., HAMILTON, B., PEAKER, A. R., et al., **Application of deep level transient spectroscopy to metal-oxide-semiconductor relaxation transients**, J. Appl. Phys., vol. 62, n° 2, pp. 576-581, 1987.

- [56]. AHAITOUF, Az., LOSSON, E., and CHARLES, J-P., **A new determination of minority carrier generation in a MOS channel-CCD process**, Solid-State-Electron., vol. 43, pp.1225-1230, 1999.
- [57]. POON, T. C., and CARD, H. C., **Energy and electric field dependence of Si-SiO<sub>2</sub> interface state parameters by optically activated admittance experiments**, J. Appl. Phys., vol. 51, n°. 12, pp. 6273-6278, 1980.
- [58]. CRISTOLOVEANU, S., IONESCU, A. M., CHOVET., et al., **Radiation induced lifetime degradation in SIMOX structures**, IEEE, pp. 385-391, 1994.
- [59]. Materials Device Corporation, **C-V plot picture book : A collection of normal and abnormal C-V plots and their causes**, MDC, 1996-1998.
- [60]. MUI, D. S. L., REED, J., BISWAS, D., et al., **A new circuit model for tunneling related trapping at insulator-semiconductor interfaces in accumulation**, J. Appl. Phys., vol. 72, n°. 2, pp.553-558, 1992.
- [61]. KLOPFENSTEIN, P., BASTIDE, G., ROUZEYRE, M., et al., **Interface studies and electrical properties of plasma sulfide layers on n-type InP**, J. Appl. Phys. vol. 63, n°. 1, pp. 150-158, 1988.
- [62]. TERMAN, L. M., Solid-State-Electron., vol. 5, pp. 285, 1962.
- [63]. MESSENGER, G. C., and ASH, M. S., **The effects of radiation effects on electronic systems**, New York, Van Nostrand company Inc, 1986.
- [64]. STEFANOV, K. D., HARDALOV, Ch. M., and SUEVA, D., **Investigation of radiation damage in silicon produced by fast neutron irradiation with lifetime measurements and deep level transient spectroscopy**, Phys. Stat. Sol., (a) vo. 163, pp. 27-32, 1997.
- [65]. FLEETWOOD, D. M., WINOKUR, P. S., REBER, R. A., et al., **Effects of oxide traps, interface traps, and « border traps » on metal-oxide semiconductor devices**, J. Appl. Phys., vol. 73, n°. 10, pp. 5058-5074, 1993.
- [66]. GALLOWAY, K. F., GAITAN, M., and RUSSELL, T. J., **A simple model for separating interface and oxide charge effects in MOS device characteristics**, IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. NS-31, n°.6, pp. 1497-1501, 1984.
- [67]. McWHORTER, P. J., and WINOKUR, P. S., **Simple technique for separating the effects of interface traps and oxide charge in metal oxide semiconductor transistors**, Appl. Phys. Lett. Vol. 48, n° 2, pp. 133-134, 1986.
- [68]. MESSENGER, G. C., **A summary review of displacement damage from high energy particle radiation in semiconductors and semicondcutors devices**.

- [69]. TOKUDA, Y., and USAMI, A., **Investigation of neutron-produced defects in silicon by transconductance measurements of junction field-effect transistors**, J. Appl. Phys., vol. 47, n° 11, pp. 4952-4959, 1976.
- [70]. TOKUDA, Y., and USAMI, A., **Studies of annealing of neutron-produced defects in silicon by transconductance measurements of junction field-effect transistors**, J. Appl. Phys., vol. 49, n° 1, pp. 181-187, 1978.
- [71]. TOKUDA, Y., and USAMI, A., **Studies of defects in neutron-irradiated p-type silicon by admittance measurements of n<sup>+</sup>p diodes**, J. Appl. Phys., vol. 49, n° 2, pp. 603-607, 1978.
- [72]. AHAITOUF, Az., LOSSON, E., and CHARLES, J-P., **DLTS and capacitance transients study of defects induced by neutron irradiation in MOS structures CCD process**, 5<sup>th</sup> european conference, Fontevraud (France), Sept. 13-17, pp : 23-25, 1999.
- [73]. TOKUDA, Y., and USAMI, A., **Comparison of neutron and 2 MeV electron damage in N-type silicon by deep level transient spectroscopy**, IEEE. Trans. Nucl. Sci., vol. NS 28, n° 3, pp. 3564-3568, 1981.