HAL
open science

Etude par spectroscopie DLTS des structures formées sur InP(n) par oxydation plasma

Mohamed El Bouabdellati

To cite this version:

Mohamed El Bouabdellati. Etude par spectroscopie DLTS des structures formées sur InP(n) par oxydation plasma. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paul Verlaine - Metz, 1994. Français. NNT : 1994METZ064S . tel-01751993

HAL Id: tel-01751993

https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01751993

Submitted on 29 Mar 2018

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

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

UNIVERSITÉ DE LORRAINE

AVERTISSEMENT

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

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

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

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

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

Laboratoire Interfaces Composants et Microélectronique
Centre Lorrain d'Optique et Electronique des Solides
UNIVERSITE DE METZ et **SUPELEC**

THESE

Présentée à l'Université de Metz par

Mohamed EL BOUABDELLATI

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE METZ

EN ELECTRONIQUE

ETUDE PAR SPECTROSCOPIE DLTS DES STRUCTURES FORMEES SUR InP(n) PAR OXYDATION PLASMA

Le 20 Décembre 1994 à 14H30 à l'amphithéâtre de SUPELEC
devant la commission d'examen :

G. BREMOND, *Chargé de recherches CNRS à l'INSA de Lyon*, **Rapporteur**
J. TARDY, *Chargé de recherches CNRS à l'Ecole Centrale de Lyon*, **Rapporteur**
S. RAVELET, *Professeur à l'Université Henry Poincaré-Nancy I*, **Examinateur**
M. REMY, *Chargé de recherches CNRS à Nancy*, **Examinateur**
A. BATH, *Professeur à l'Université de Metz*, **Examinateur**
B. LEPLEY, *Professeur à l'Université de Metz*, **Directeur de thèse**

LICM-CLOES, SUPELEC - 2, rue Edouard Belin - 57078 METZ CEDEX 03
Tel : 87 75 96 00 **Fax : 87 75 96 01**

Laboratoire Interfaces Composants et Microélectronique
Centre Lorrain d'Optique et Electronique des Solides
UNIVERSITE DE METZ et SUPELEC

Vb 81666.

THESE

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ
N° inv. 1994192S
Cote S/M3 94/64
Loc Magasin

Présentée à l'Université de Metz par

Mohamed EL BOUABDELLATI

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE METZ

EN ELECTRONIQUE

ETUDE PAR SPECTROSCOPIE DLTS DES STRUCTURES FORMEES SUR InP(n) PAR OXYDATION PLASMA

Le 20 Décembre 1994 à 14H30 à l'amphithéâtre de SUPELEC
devant la commission d'examen :

G. BREMOND, *Chargé de recherches CNRS à l'INSA de Lyon*, **Rapporteur**
J. TARDY, *Chargé de recherches CNRS à l'Ecole Centrale de Lyon*, **Rapporteur**
S. RAVELET, *Professeur à l'Université Henry Poincaré-Nancy I*, **Examinateur**
M. REMY, *Chargé de recherches CNRS à Nancy*, **Examinateur**
A. BATH, *Professeur à l'Université de Metz*, **Examinateur**
B. LEPLEY, *Professeur à l'Université de Metz*, **Directeur de thèse**

LICM-CLOES, SUPELEC - 2, rue Edouard Belin - 57078 METZ CEDEX 03
Tel : 87 75 96 00 Fax : 87 75 96 01

A mes parents en témoignage de ma profonde gratitude
A mes frères et soeurs en témoignage de mon affection
A tous ceux qui me sont chers

REMERCIEMENTS

*Ce travail a été effectué au **Laboratoire Interfaces Composants et Microélectronique (LICM)** faisant partie du **Centre Lorrain d'Optique et Electronique des Solides (CLOES)** de **l'UNIVERSITE DE METZ et SUPELEC.***

*J'exprime mes remerciements à Monsieur **D. DURAND**, Professeur à l'Université de Metz et Directeur du CLOES pour m'y avoir accueilli.*

*Mes plus vifs remerciements à Monsieur **B. LEPLEY**, Professeur à l'Université de Metz et Directeur du **LICM**, pour avoir accepté de diriger ce travail, pour la confiance qu'il m'a témoignée, pour ses encouragements et pour les conseils qu'il m'a prodigués tout au long de ce travail.*

*Je suis particulièrement honoré de la présence dans le jury de Monsieur **G. BREMOND**, Chargé de recherches CNRS à l'INSA de Lyon et de Monsieur **J. TARDY**, Chargé de recherches CNRS à l'Ecole Centrale de Lyon qui ont accepté d'être rapporteurs de thèse. Qu'ils trouvent ici mes sincères remerciements.*

*Mes remerciements vont aussi à Monsieur **S. RAVELET**, Professeur à l'Université de Nancy I et Monsieur **M. REMY**, Chargé de recherches CNRS à Nancy pour l'honneur qu'ils me font en acceptant de participer à la commission d'examen.*

*Je tiens à remercier Monsieur **A. BATH**, Professeur à l'Université de Metz et à lui exprimer ma profonde reconnaissance pour avoir accepté de participer à la commission d'examen.*

*Je tiens également à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur **K. DMOWSKI**, Professeur à l'Université Technologique de Varsovie, avec qui j'ai collaboré pour appliquer avec succès le modèle tenant compte des fuites de courant pour simuler les spectres DLTS.*

*J'adresse ma sympathie et mes remerciements à Monsieur **E. LOSSON**, Maître de Conférences à l'Université de Metz, pour sa précieuse contribution à l'acquisition des transitoires de capacité grâce au programme qu'il a élaboré et particulièrement pour l'amitié qu'il me témoigne depuis son arrivé au CLOES.*

*Que Mme **M. LUMBRERAS**, Professeur à l'Université de Metz, soit remerciée pour son amabilité et sa disponibilité au sein du groupe.*

*J'exprime mes remerciements à Monsieur **K. TAOUS**, Maître de Conférences à l'Université de Metz, pour son amitié, sa disponibilité et son soutien.*

*Que mes remerciements aillent à Mme **J. ZAYER**, secrétaire au CLOES, et à Monsieur **J.C. PETIT**, technicien au CLOES, pour leur dévouement et leur aide.*

*Merci à tous les collègues du CLOES qui ont contribué à l'ambiance amicale et stimulante que j'ai pu trouver. En particulier à Monsieur **M. KEMICHE**, mon ami de toujours, pour son soutien et sa sympathie et à Monsieur **P. THEVENIN**, Maître de Conférences à l'IUT de Metz, pour son amitié, sa disponibilité et son soutien.*

*Que **A. ABDI, A. AHAITOUF, A. TELIA, M. BARRADA, E. BOUZIANE, K. CHAH, L. JAHFAL, W. FORTIN, M. ZAHIR, O. ELMAZRIA, E. BLAMPAIN, A. KOUKAB** et **B. MOHAMMADOU**, soient vivement remerciés pour leur soutien tout au long de ce travail.*

*J'adresse mes sincères remerciements aux chercheurs du **LPMI** et **LEPI** de l'Université de Nancy I, en particulier à **M. BELMAHI, A. BOUZIANE** et **P. CARRE** qui ont réalisé toutes les structures MIS étudiées par DLTS dans ce mémoire.*

*Encore une fois **MERCI A TOUS**.*

LISTE DES SYMBOLES UTILISES

τ: constante de temps d'émission.

Φ_B: hauteur de barrière.

σ_n: section efficace de capture des électrons.

ε_s: permittivité du semi-conducteur.

C_o, C(Vr): capacité de la jonction MS ou MIS sous polarisation inverse Vr.

C_{ox}: capacité de l'oxyde.

Ea: énergie d'activation apparente.

e_{app}: vitesse d'émission apparente.

Ec: minimum de la bande de conduction.

E_F: niveau de Fermi.

E_{FS}: niveau de Fermi en surface.

e_n: vitesse d'émission.

e_{ox}: épaisseur de l'oxyde.

Ev: maximum de la bande de valence.

f, f_o: fréquence du signal de détection synchrone.

k: constante de Boltzmann.

K_n: constante liée à la vitesse d'émission des électrons dépendant du matériau (K_n=2,54x10^{24} S. I. pour l'InP(n)).

N_D: concentration de donneurs.

Nss: densité d'états d'interface.

N_T: concentration du défaut.

q: charge de l'électron.

S: surface de la diode.

T: température absolue en Kelvin.

t_1, t_2: instants d'échantillonnage de la capacité dans la technique boxcar.

td: temps de blocage du capacimètre.

t_{go}: temps de coupure de la mesure dans la technique à détection synchrone (=tp+td).

t_o: période des impulsions de remplissage.

tp: largeur de l'impulsion de remplissage.

Vm: hauteur de l'impulsion de remplissage.

Vr: tension de polarisation inverse.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I: LA PASSIVATION DE LA SURFACE DU PHOSPHURE D'INDIUM (InP) PAR DES TECHNIQUES PLASMA .....

I. INTRODUCTION 3
II. OXYDATION EN MILIEU PLASMA 6
II.1. Intérêt de l'oxydation en milieu plasma 6
II.2. Oxydation en plasma continu 7
II.3. Oxydation en plasma RF à 13,56 MHz 8
II.4. Oxydation en plasma multipolaire 10
III. PRINCIPAUX RESULTATS DE LA LITTERATURE 10
IV. BUT DE NOTRE TRAVAIL 14

CHAPITRE II: TECHNIQUE DE CARACTERISATION D.L.T.S.: Principe de la mesure et méthodes d'analyse .....

I. INTRODUCTION 15
II. SPECTROSCOPIE CAPACITIVE DES NIVEAUX PROFONDS: DLTS 16
II.1. Principe de la mesure DLTS 16
II.2. Dispositifs expérimentaux 17
III. METHODES D'ANALYSE D'UN SPECTRE DLTS (CAS IDEAL) 20
III.1. Méthode de Lang 20
III.2. Méthodes numériques 25
III.3. Distinction entre pièges de volume et états d'interface 27
III.4. Détermination de la densité d'états d'interface à partir des spectres DLTS 27
IV. ANALYSE DES SPECTRES REELS OBSERVES 29
IV.1. Transitoires multiexponentiels 29
IV.2. Variation de la section efficace de capture avec la température 29
IV.3. Effet des fuites de courant sur le signal DLTS 30
V. CONCLUSION 34

CHAPITRE IV: ETUDE DLTS DES STRUCTURES OXYDEES EN PLASMA MULTIPOLAIRE EXCITE PAR MICRO-ONDE.....

I. INTRODUCTION.....99

II. DESCRIPTION DU REACTEUR D'OXYDATION.....100

III. DESCRIPTION DES ECHANTILLONS ETUDIES.....103

IV. CARACTERISTIQUES CAPACITE-TENSION (C-V) ET COURANT-TENSION (J-V).....103

IV.1. Caractéristiques C-V.....103

IV.2. Caractéristiques J-V.....105

V. CARACTERISATION DES STRUCTURES PAR SPECTROSCOPIE DLTS.....107

V.1. Etude de la saturation en fonction de Vm et de tp.....108

V.2. Détermination de l'énergie d'activation et de la section efficace de capture.....111

V.3. Reproductibilité des résultats.....116

V.4. Calcul de la distribution des états d'interface.....119

VII. CONCLUSION.....121

CHAPITRE V: ETUDE DES STRUCTURES SCHOTTKY OXYDEES HORS PLASMA RF.....

I. INTRODUCTION.....122

II. DESCRIPTION DES STRUCTURES ETUDIEES.....123

II.1. Préparation de la surface.....123

II.2. Préparation des structures.....123

III. CARACTERISATION COURANT-TENSION J-V ET CAPACITE-TENSION C-V.....125

III.1. Caractéristiques J-V.....125

III.2. Caractéristiques C-V.....128

IV. ANALYSE DES SPECTRES DLTS.....130

V. CONCLUSION.....135

CONCLUSION GENERALE.....137

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....141

INTRODUCTION

Quatre propriétés distinguent principalement les matériaux III-V du silicium: leur forte mobilité électronique, la possibilité d'obtenir des substrats semi-isolants, leur gap direct et l'existence d'hétérojonctions qui permet de créer des empilements de couches épitaxiales multiples en vue de réaliser des fonctions électriques ou optiques. Grâce à ces propriétés, ces derniers sont des éléments clés pour le développement des composants à hautes performances, dans le domaine des hyperfréquences (transistors à effet de champ en arséniure de gallium(1)), des circuits logiques à grande vitesse et des circuits optoélectroniques. Leur futur développement, en particulier pour les composants à base d'InP, est conditionné par l'obtention d'une passivation correcte de la surface du semiconducteur.

Dans le cas du phosphure d'indium (InP), l'élaboration d'une interface isolant-InP de bonne qualité électrique se heurte à des difficultés importantes. Ces difficultés sont un des facteurs limitatifs les plus importants au développement des transistors à effet de champ qu'il s'agisse de la filière TECMIS ou TECMES, car dans ce dernier cas un isolant natif est souvent utilisé pour limiter les fuites de courant.

Les difficultés majeures rencontrées actuellement résident principalement dans le choix du matériau puis du procédé technologique. Une fois ce dernier effectué, commence l'étape de contrôle des structures fabriquées. Ce contrôle doit être effectué sans détruire les structures étudiées, ce qui nécessite des méthodes de caractérisation adaptées.

Nous avons travaillé dans le cadre de la filière TECMES où on utilise la croissance d'un oxyde natif mince (50 à 200Å environ) sur la surface de l'InP dans un milieu plasma. Au LICM/CLOES(*), notre but est de caractériser par spectroscopie DLTS l'interface Au-InP(n) et Au-Oxyde plasma-InP(n) afin d'essayer d'évaluer l'efficacité des méthodes de passivation et ceci en vue de définir un processus technologique.

L'intérêt de l'oxydation en milieu plasma, la description des différents réacteurs utilisés ainsi qu'un rappel des principaux résultats de la littérature font l'objet du chapitre I.

Le chapitre II porte essentiellement sur la spectroscopie des niveaux profonds (DLTS). Le principe de cette méthode de caractérisation, les dispositifs expérimentaux et les méthodes d'analyses y sont décrits.

Dans le chapitre III, les résultats obtenus sur des structures Schottky et Schottky oxydées en plasma multipolaire d'oxygène à décharge continue (excitation par filaments: tantale (Ta) ou tungstène (W)) sont présentés. Ce chapitre comprend deux parties:

(i) Dans la première, nous exposons les principaux résultats obtenus dans un réacteur expérimental utilisé pour montrer la faisabilité des oxydes natifs plasma. C'est une machine destinée au départ à l'étude fondamentale de la propagation des ondes dans les plasmas au LPMI(**), adaptée par la suite au problème de la passivation de l'InP.

(ii) Les inconvénients mis en évidence dans le réacteur précédent ont conduit à la réalisation (au LPMI) d'un deuxième réacteur mieux adapté à ce type d'oxydation. Les résultats obtenus dans ce nouveau réacteur sont présentés dans la deuxième partie.

Les résultats obtenus ont montré que l'utilisation d'une excitation par cathode chaude (filaments) induit une forte dégradation de la surface de l'InP au cours du processus d'oxydation. L'utilisation d'une excitation micro-onde s'est alors avérée plus appropriée pour ce type de procédé. Les résultats obtenus sont exposés dans le chapitre IV.

Un autre type de procédé plasma a été testé afin de comparer avec les résultats obtenus en plasma multipolaire. Ce processus a consisté à oxyder l'InP hors plasma RF avec ou sans illumination et fait l'objet du chapitre V.

(*) LICM/CLOES: Laboratoire Interfaces Composants et Microélectronique / Centre Lorrain d'Optique et Electronique des Solides
(**) LPMI: Laboratoire de Physique des Milieux Ionisés

CHAPITRE I

LA PASSIVATION DE LA SURFACE DU PHOSPHURE D'INDIUM (InP) PAR DES TECHNIQUES PLASMA

I. INTRODUCTION:

Les travaux menés ces dernières années sur les composés III-V, ont pour but (en particulier) la réalisation de composants et de circuits intégrés ultra rapides comparés à ceux fabriqués à base de Si, comme le montre la figure-I.1 qui représente la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ.

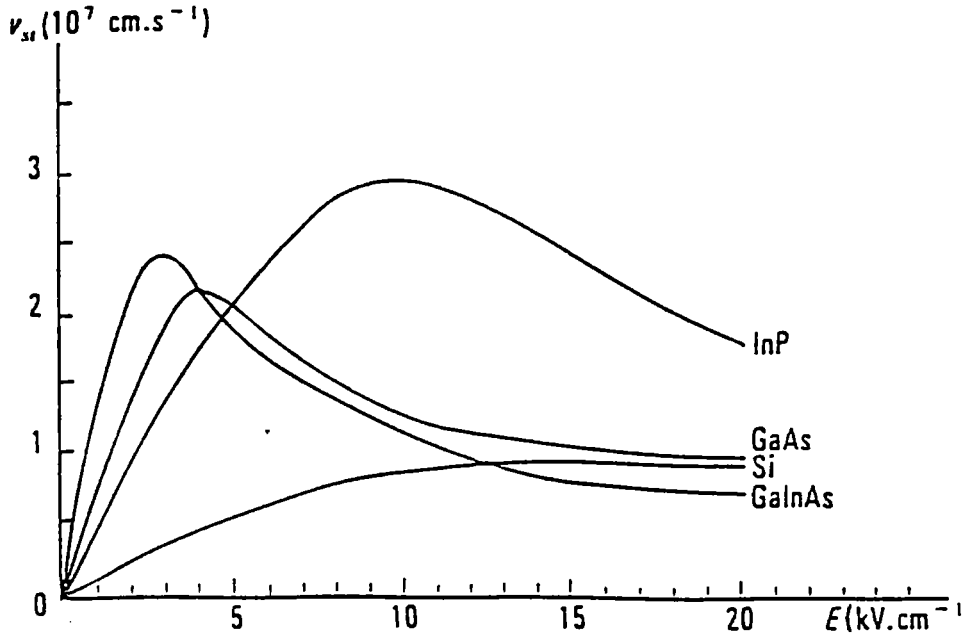


Figure-I.1: Vitesse de dérive électronique stationnaire dans InP, GaAs, GaInAs et Si non dopés (Nd=0) à 300K(1).

D'après la figure-I.1, on voit bien que l'InP présente des vitesses de dérive élevées sous fort champ électrique. Ceci lui confère la particularité d'être un candidat idéal pour l'électronique rapide et de puissance (bonne conductibilité thermique).

Dans le cas de l'InP, les défauts superficiels (cristallins, atomiques, électroniques) et la sensibilité de la surface aux traitements chimiques provoquent des instabilités et masquent donc les bonnes caractéristiques de ce matériau.

La "passivation" de la surface du matériau reste un problème clé: formation d'une couche isolante sur la surface, Celle-ci sera utilisée comme isolant de grille dans les transistors à effet de champ (filière TECMIS (MISFET), figure-I.2(a)) ou isolant natif dans les transistors de la filière TECMES (MESFET, figure-I.2(b)) ou encore comme encapsulant, évitant par exemple la décomposition thermique pendant les recuits d'implantation.

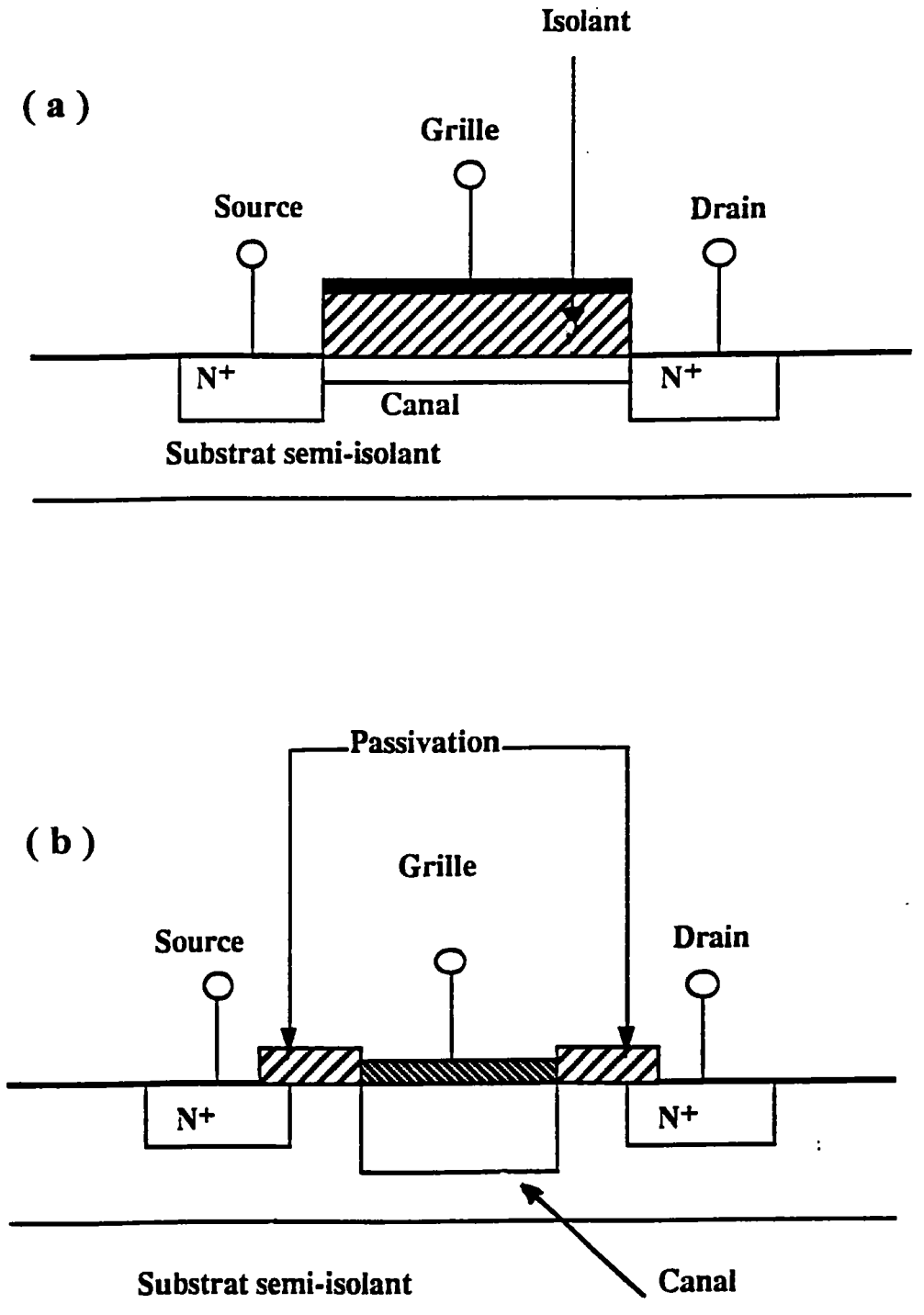


Figure-I.2: Représentation schématique: (a) d'un transistor à effet de champ à grille isolée (TECMIS) et (b) d'un transistor à effet de champ à grille Schottky (TECMES).

Un traitement de passivation "parfait" d'un système diélectrique/semi-conducteur III-V est alors défini par les conditions suivantes(2):

i) L'interface doit être préparée afin d'éviter la formation de défauts de stoechiométrie de type V_{III} ou III_V. Pour cela, il est nécessaire de minimiser le bombardement ionique (en milieu plasma par exemple) et de travailler à des températures faibles (<350°C pour InP) afin de limiter le départ préférentiel du phosphore).

ii) Le diélectrique doit être lié le mieux possible au semi-conducteur et présenter une bonne adaptabilité dans ses liaisons chimiques avec le substrat.

iii) Le diélectrique doit présenter une faible densité de pièges, une bande interdite aussi large que possible et une bonne stabilité chimique.

iv) L'ensemble du procédé doit être bien contrôlé, donc reproductible. Cette dernière condition est essentielle pour une mise en oeuvre industrielle du procédé.

Plusieurs méthodes de passivation ont été développées ces dernières années, telles que: l'oxydation anodique par voie chimique, l'oxydation thermique, le dépôt en phase vapeur assisté par plasma (PECVD), la pulvérisation dans un plasma réactif, la décharge en plasma RF, l'oxydation en plasma multipolaire d'oxygène.

Au début de ce chapitre nous exposerons brièvement l'intérêt de l'oxydation en milieu plasma et ses variantes: continu (DC), RF et multipolaire puis nous donnerons les principaux résultats de la littérature et nous définirons les objectifs que nous nous sommes fixés.

II. OXYDATION EN MILIEU PLASMA:

II.1. Intérêt de l'oxydation en milieu plasma:

Plusieurs caractéristiques rendent les techniques plasma intéressantes

pour la passivation de la surface de l'InP:

i) Les techniques plasma permettent des traitements en atmosphère sèche par opposition aux techniques chimiques humides. Cela permet en général d'avoir des procédés reproductibles qui peuvent être intégrés dans une chaîne de production de composants.

ii) Ce sont des techniques propres, car elles peuvent être intégrées à des chaînes fonctionnant en ultravide.

iii) Elles sont peu coûteuses et peu polluantes car des réactifs en petites quantités sont utilisés par rapport aux techniques chimiques.

iv) En milieu plasma, la surface d'un matériau peut être traitée à plus basse température car des espèces actives peuvent être créées même à température ambiante.

v) En général, il est plus facile de contrôler les paramètres du procédé en milieu plasma.

Cependant, l'InP présente une surface très fragile par conséquent la technique du dépôt doit tenir compte de cet aspect afin de perturber le moins possible la surface pendant le procédé et générer une interface diélectrique/semi-conducteur peu perturbée, permettant ainsi une utilisation industrielle.

L'oxydation en plasma excité par micro-ondes (RCE: Résonance Cyclotronique Electronique) paraît une solution prometteuse comme nous allons le voir dans le chapitre IV.

II.2. Oxydation en plasma continu:

Le type de réacteur utilisé par AL-REFAE et CARROL[31] est représenté sur la figure-I.3. l'anode est une plaque d'InP de type p d'orientation (100), la cathode est un disque d'aluminium sur lequel est placée une plaque d'InP de type n destinée à être pulvérisée pendant la décharge plasma. L'oxydation se fait dans une décharge continue. Afin de favoriser l'ionisation et le confinement du plasma, un champ magnétique uniforme de 0,015 Tesla est utilisé.

Le principal inconvénient de cette méthode d'oxydation est la faible mobilité électronique (400cm^2/V s) obtenue pour les transistors MOSFET InP fonctionnant en inversion. En effet cette valeur est médiocre comparée à celles publiées auparavant[27,28]).

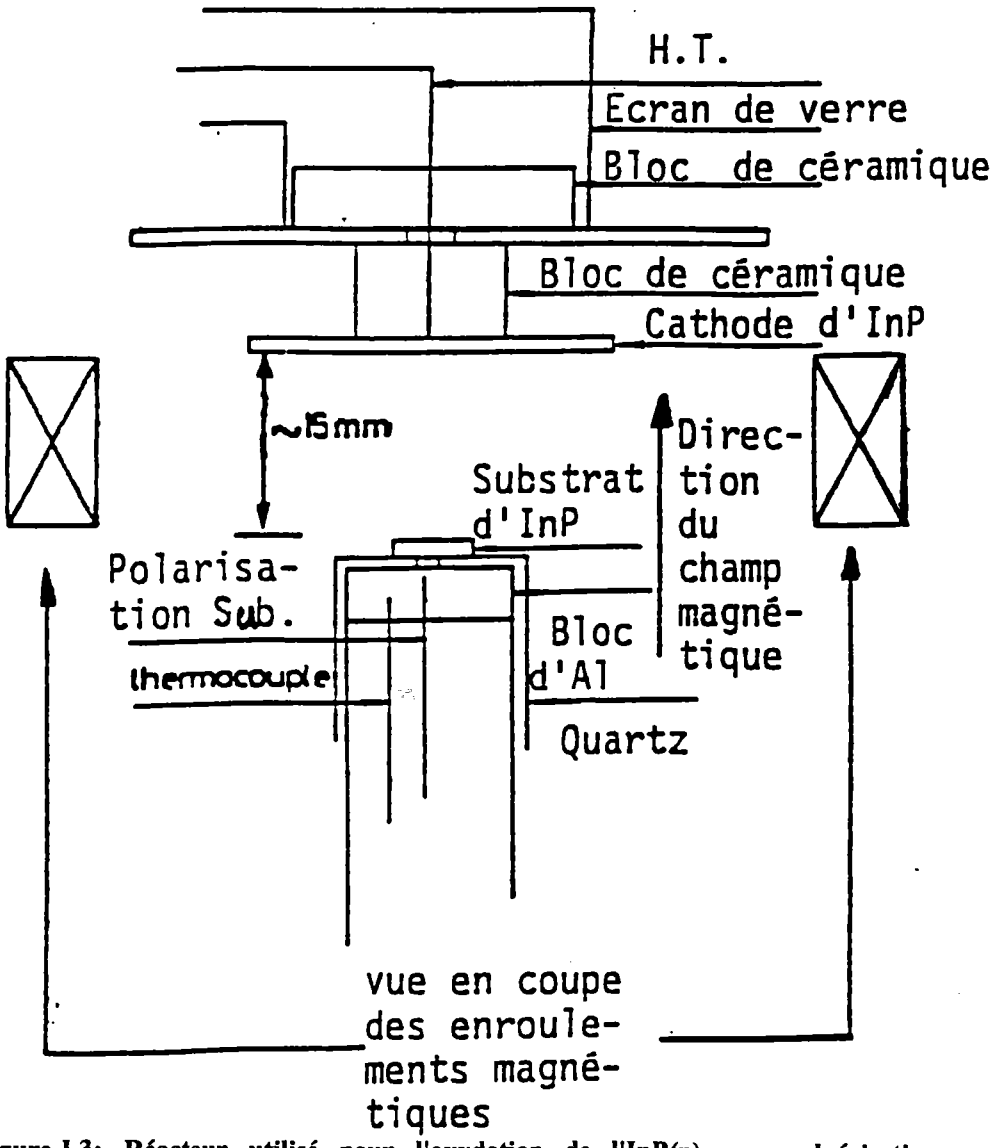


Figure-I.3: Réacteur utilisé pour l'oxydation de l'InP(p) par pulvérisation cathodique plasma continu (DC) d'oxygène (d'après la référence 31)

II.3. Oxydation en plasma RF à 13,56 MHz:

Le réacteur utilisé par KANASAWA a été un des premiers réacteurs utilisé pour ce type d'oxydation(30). Il est représenté sur la figure-I.4, c'est un réacteur plasma RF à couplage capacitif interne. L'oxydation est réalisée à une puissance RF incidente de 80W sous une pression partielle d'oxygène de 0,13mbar. L'échantillon est placé dans un champ magnétique pour favoriser le confinement plasma. La résistivité des films obtenus par ce procédé est faible ($6x10^9$ Ω cm).

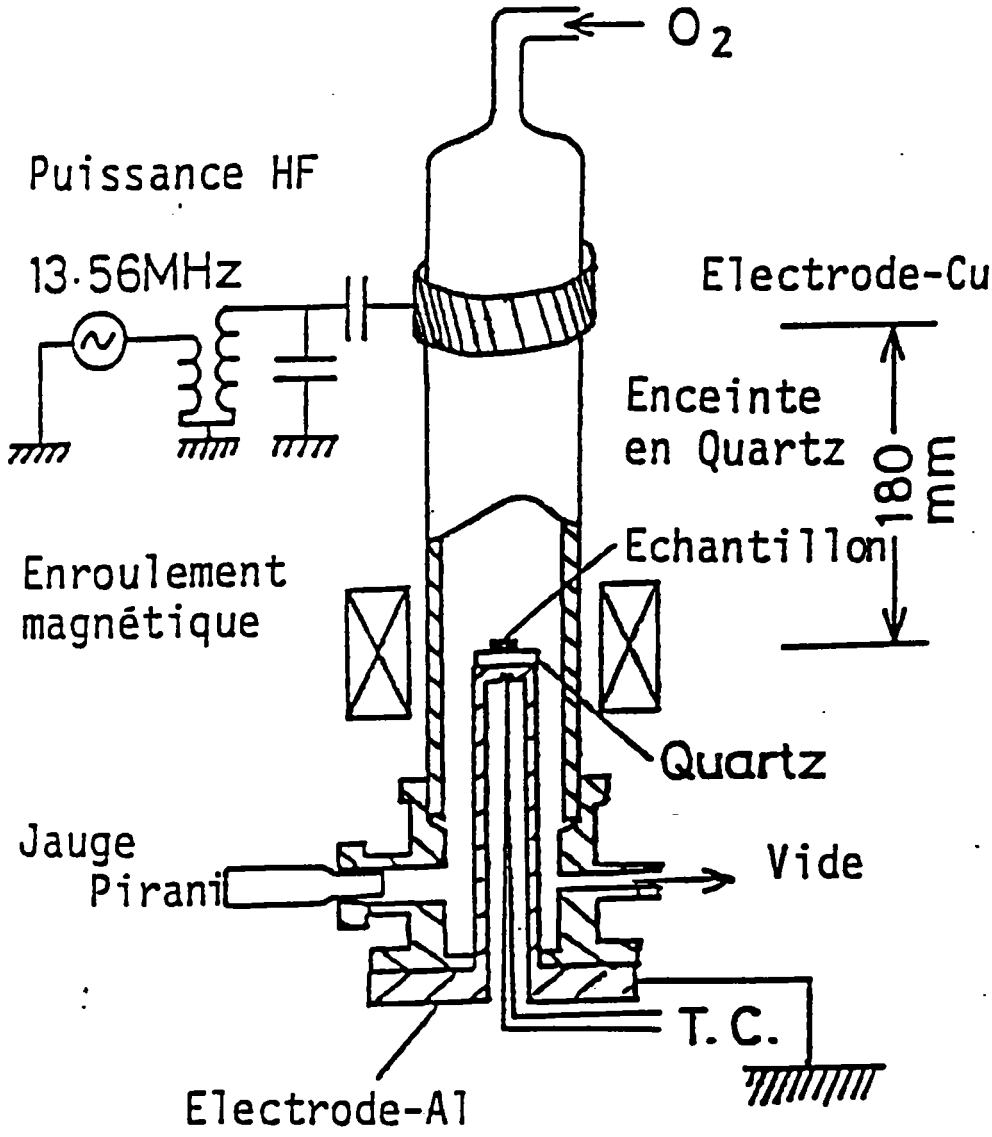


Figure-I.4: Réacteur plasma RF à couplage capacitif interne (d'après la référence (30)).

Pour améliorer la résistivité des films, l'oxydation anodique en plasma RF a été utilisée. La figure-I.5 représente schématiquement le dispositif à oxydation anodique en plasma RF utilisé au LEPI[29]. Les meilleurs oxydes obtenus présentent des résistivités de l'ordre de 10^{11} Ω cm[32]. Malgré une nette amélioration au niveau de la résistivité de l'oxyde, un point faible subsiste: la dispersion en fréquence des caractéristiques C(V) en accumulation[29] liée probablement à une instabilité électrique des structures et à la densité d'états d'interface qui est trop élevée (10^{12} cm^{-2} eV^{-1}).

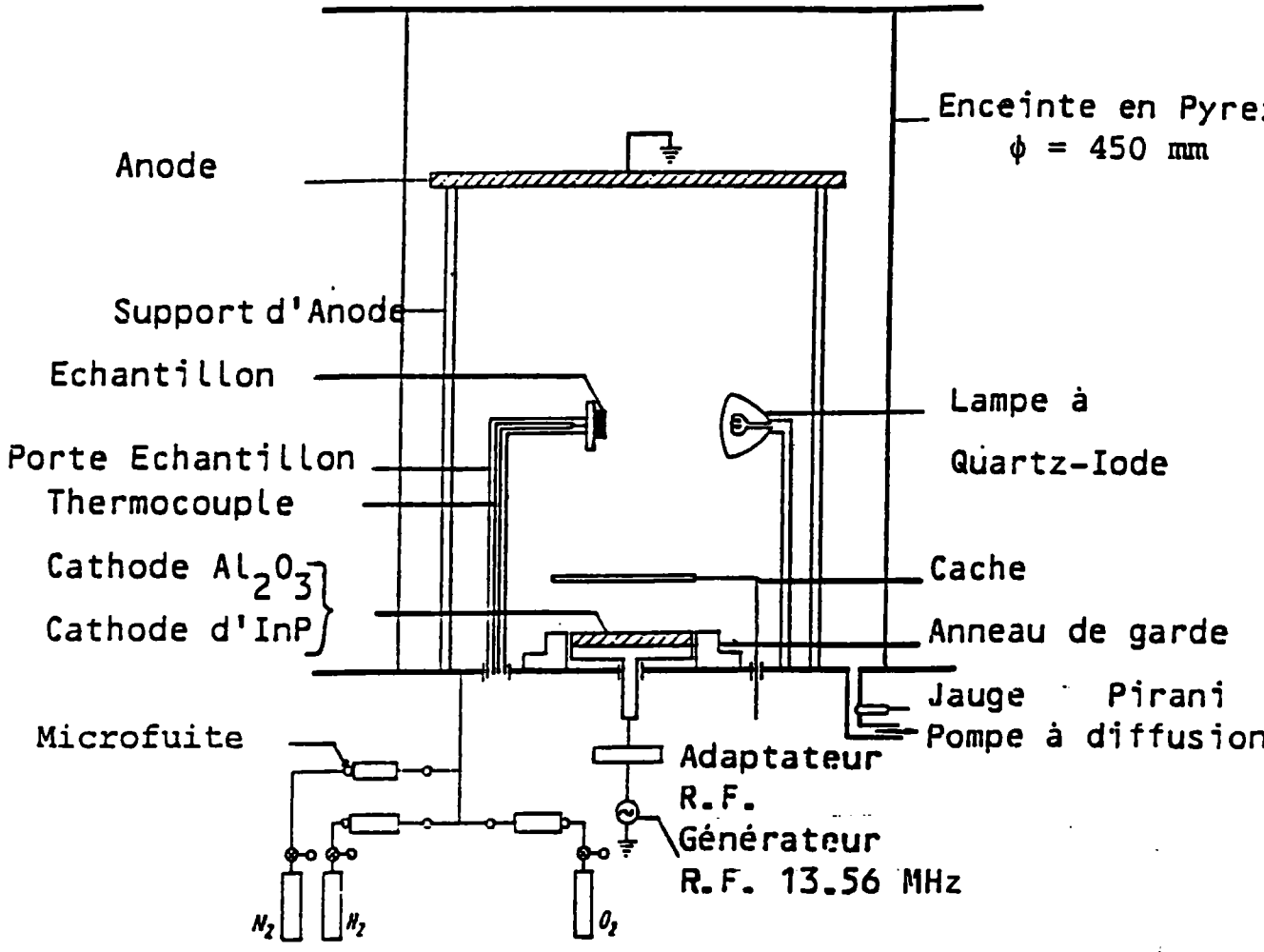


Figure-I.5: Dispositif à oxydation anodique en plasma RF utilisé au LEPI pour la passivation de l'InP (d'après la référence (29)).

II.4. Oxydation en plasma multipolaire:

Ce type de plasma est obtenu par confinement dans une structure magnétique multipolaire. L'avantage de cette technologie est l'obtention, à faible pression, de plasmas denses et homogènes sur un grand volume avec une faible température électronique.

L'un des modes d'excitation utilisés est l'excitation par émission électronique à partir d'une cathode chaude polarisée négativement par rapport à la structure magnétique de confinement. Cela induit différents inconvénients tels que la contamination du substrat par pulvérisation de la cathode et la formation d'une couche isolante sur les parois qui, de part sa résistivité élevée, conduit à des instabilités et/ou à la création d'arcs électriques au cours du traitement. D'autre part, la durée de vie limitée des filaments émissifs induit un sérieux handicap pour des traitements longues durées.

Pour remédier à ces problèmes, l'utilisation d'une excitation micro-onde à la résonance cyclotronique électronique (RCE) s'avère appropriée. La description des réacteurs utilisés dans cette technologie sera donnée ultérieurement dans les chapitres III et IV.

III. PRINCIPAUX RESULTATS DE LA LITTERATURE:

Les applications actuelles sont limitées par:

i) Les faibles hauteurs de barrière du contact Schottky de la grille des transistors à base d'InP.

ii) Les instabilités électriques.

iii) La dérive des caractéristiques des transistors à effet de champ à grille isolée, liée à la qualité de l'interface diélectrique-InP.

Dans le cadre de la filière TECMIS (MISFET) plusieurs méthodes de dépôt des diélectriques sont utilisées. Ces méthodes doivent tenir compte de la sensibilité de l'InP à la température et aux bombardements ioniques. En effet, il y a départ préférentiel du phosphore à des températures supérieures à 350°C et aussi lorsque la surface est exposée à des particules énergétiques chargées rencontrées dans les plasmas.

La méthode **CVD** (Chemical Vapor Deposition) et ses variantes **PECVD** (Plasma Enhanced CVD), **UVCVD** (Ultra Violet CVD), **LTCVD** (Low Température CVD) et **LPCVD** (Low Pressure CVD), permettent d'opérer à basse température et à faible énergie. Le tableau-I résume les principaux diélectriques mis en oeuvre ainsi que les méthodes associées.

Or jusqu'à présent, la difficulté majeure rencontrée dans le cadre de la filière TECMIS (MISFET) concerne l'élaboration d'un isolant ayant les propriétés requises; ceci peut être expliqué par le fait que les divers procédés technologiques utilisés pour la croissance ou le dépôt de l'isolant n'ont pas encore permis d'obtenir de bons résultats compte tenu de la contrainte imposée d'opérer à basse température.

Isolant	Méthode de dépôt	Références
SiO_2	CVD	(5)
	PECVD	(6)
	LPCVD	(7)
	UVCVD	(8)
Al_2O_3	CVD	(9)
	Canon à électron	(10)
BN	LTCVD	(11)
	PECVD	(12),(13),(14)
P_3N_5	CVD	(15)
Si_3N_4	CVD	(16)
	PECVD	(17)
InP_xO_y	LPCVD	(18)
$Ba_{(1-x)}Sr_xF_2$	Evaporation Thermique	(19)
Ge_3N_4	PECVD direct	(20)

Tableau-I

Pour résoudre ce problème, certains chercheurs se sont orientés vers la filière TECMES (MESFET), qui au cours des dernières années a donné des résultats prometteurs.

Les performances et la stabilité des composants de la filière TECMES sont fortement influencées par la distribution de la densité des états d'interface entre la grille métal-semiconducteur(3). En effet, les états d'interface peuvent être à l'origine des instabilités des composants comme dans le cas du bruit et de l'hystérésis.

Dans la fabrication des TECMES, des températures assez élevées sont nécessaires pour former les contacts ohmiques qui délimiteront les régions source et drain d'un MESFET. Comme le traitement thermique peut perturber la stoechiométrie de la surface du semi-conducteur, on peut obtenir des interfaces instables lors de la formation de l'électrode de grille sur la surface endommagée du semi-conducteur(4).

La hauteur de barrière peut être augmentée en incorporant une couche d'oxyde natif entre le métal et le semi-conducteur. WADA et MAJERFELD(21) ont oxydé l'InP dans l'acide nitrique en phase liquide sous illumination: la barrière croît de 0,49 à 0,94eV. C. MICHEL et al.(22) ont observé que les hauteurs de barrière augmentent également jusqu'à 0,75eV par oxydation de la surface par HNO_3 en phase vapeur.

KAMIMURA et al.(23) ont trouvé que les hauteurs de barrière augmentaient jusqu'à 0,83eV avec introduction d'une couche native préparée avec l'eau de brome. Par l'introduction d'une couche native obtenue par plasma RF oxygène, OGURA et al.(24) observent une augmentation des barrières jusqu'à 0.66eV. LOUALICHE et al.(25) ont obtenu, par oxydation chimique de la surface d'InP au moyen d'eau désionisée bouillante et la solution H_2O:NH_4OH:H_2O après préparation initiale HF, des barrières de 0,76eV sur Au-InP; les transistors réalisés ont des caractéristiques stables et des transconductances atteignant 100mS/mm.

Les premiers TEC à barrière Schottky ont été réalisés par BARRERA et al.(26) sur des couches LPE selon une technique similaire au TEC GaAs et ont montré que les fréquences de coupures du gain étaient supérieures à celles du GaAs. Les fuites de courant de grille sont élevées, malgré cela de fortes transconductances, 100mS pour une grille de 500μm, ont été obtenues.

Récemment, HU et al.[33] ont réalisé des structures MIS sur InP en deux étapes: une première oxydation dans un plasma RCE avec une épaisseur d'oxyde d'environ 30Å suivi du dépôt par PECVD (RCE) d'une couche de SiO_2 d'épaisseur 700Å. Les UV provenant du plasma étant néfaste pour la qualité de l'oxyde obtenu[34], l'utilisation d'un cache[33] pour protéger l'échantillon des UV émis par le plasma s'est avérée très intéressante(figure-I.6(a)). En effet, les caractéristiques capacité-tension montrent un hystérésis de 0,8eV qui correspond à une densité de charge fixes dans l'oxyde d'environ $3x10^{11}cm^{-2}$ et un bon accord entre la caractéristique calculée et mesurée en polarisation directe (figure-I.6(b)).

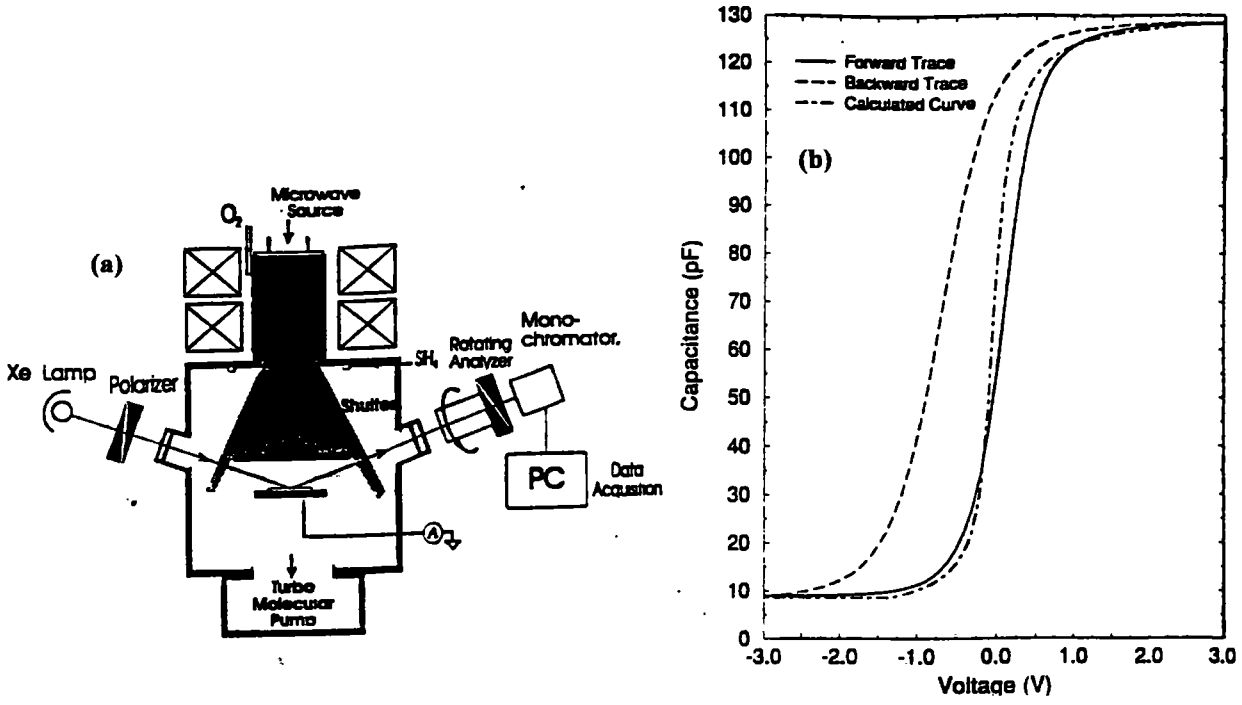


Figure-I.6: (a) Réacteur plasma avec cache, (b) Caractéristique C(V) typique à 1MHz pour PECVD-SiO_2/oxyde RCE/InP. (d'après la référence (33))

Ce bref aperçu sur l'état de l'art de la passivation de l'InP par des techniques plasma a pour but de donner une idée sur les difficultés rencontrées ainsi que les solutions apportées par les différents chercheurs dans ce domaine. Il est claire que certains résultats reflètent la faisabilité de composants à base d'InP, mais on est encore loin d'atteindre la qualité des structures silice (SiO_2) sur Silicium (Si).

IV. BUT DE NOTRE TRAVAIL:

Notre travail se situe dans le cadre de la filière TECMES (MESFET). Afin d'introduire un oxyde de faible épaisseur entre l'InP et la grille métallique, nous avons opté pour l'oxydation en plasma multipolaire d'oxygène qui permettrait des traitements à basse température et l'obtention d'oxydes de faibles épaisseurs (de 30 à 200Å dans notre cas) et de bonne qualité.

L'objectif principal que nous nous sommes fixé est l'analyse par la caractérisation DLTS des défauts induits par le processus d'oxydation en milieu plasma dans différentes conditions.

Le but final recherché est en réalité la maîtrise du processus d'oxydation et de sa reproductibilité. Cette dernière peut être contrôlée par la stabilité des caractéristiques de chaque structure et la reproductibilité dans le temps.

La caractérisation présente plusieurs aspects:

- Le diagnostic du plasma et les caractérisations électriques et optiques, effectués au **LEPI/LPMI** (Université de Nancy I).

- Caractérisation par spectroscopie DLTS et par photoluminescence au **LICM/CLOES** (Université de Metz).

La collaboration de ces trois laboratoires a permis d'exploiter un large éventail de possibilités et d'acquérir un maximum d'informations permettant par la suite de définir le procédé à utiliser pour obtenir des résultats reproductibles et présentant des caractéristiques stables dans le temps.

CHAPITRE II

TECHNIQUE DE CARACTERISATION D.L.T.S.:
Principe de la mesure et méthodes d'analyse

I. INTRODUCTION:

Dans le chapitre précédent, des procédés technologiques de passivation des composés III-V ont été décrits. La caractérisation complète des structures est nécessaire, afin de contrôler la stabilité dans le temps des caractéristiques électriques et physico-chimiques et de ce fait les performances des composants qui seront élaborés ensuite.

De nombreuses méthodes sont utilisées pour caractériser les structures MS et MIS et les couches minces d'oxyde.

i) Les méthodes électriques, avec principalement:

- Les mesures capacité-tension (C-V) et courant-tension (J-V).
- La méthode DLTS, introduite par D. V. Lang(1) en 1974, qui est l'objet principal de ce travail.

ii) Les méthodes optiques, telles que: la photoluminescence(2), l'ellipsométrie(3) pour la mesure de l'épaisseur et des indices de l'oxyde.

iii) Les méthodes physico-chimiques d'analyse (spectroscopie Auger, ESCA, Raman...).

II. SPECTROSCOPIE CAPACITIVE DES NIVEAUX PROFONDS: DLTS

Depuis son introduction par D. V. Lang(1) en 1974, la spectroscopie (DLTS) des niveaux profonds s'est imposée comme un outil puissant pour la détection et l'analyse des défauts dans les semiconducteurs. Dans la suite nous allons considérer le cas de semi-conducteur de type n uniquement.

II.1. Principe de la mesure DLTS:

Elle consiste à étudier l'évolution de la vitesse d'émission (e_n) des électrons d'un centre profond en fonction de la température (T). La vitesse d'émission dépend de l'énergie d'activation E_T et de la section efficace de capture σ_n du centre profond et a pour expression:

$$e_n = K_n T^2 \sigma_n \exp\left(-\frac{E_c - E_T}{kT}\right) \quad [1]$$

Il en résulte que: connaissant cette loi de variation de e_n en fonction de T, il est possible de déterminer les paramètres cités ci-dessus. Cette loi de variation est déterminée par le biais de plusieurs grandeurs mesurables en DLTS et donne lieu à plusieurs modes de fonctionnement dans cette méthode selon la grandeur choisie:

(1) la capacité: mode **CVDLTS**(1) (Constant Voltage DLTS).

(2) le courant dans la diode: mode **CDLTS**(4) (Current DLTS).

(3) la tension de polarisation: mode **CCDLTS**(5) (Constant Capacitance DLTS).

Dans ce travail le mode adopté est le mode CVDLTS, dont le principe est le suivant:

L'échantillon au repos sous polarisation inverse Vr, est soumis à une impulsion d'excitation périodique de période t_0, de hauteur Vm et de largeur tp et se trouve alors dans un état hors équilibre (figure-II.1). Le retour à l'équilibre se traduit par une variation exponentielle de la capacité de la jonction. Le signal DLTS est alors extrait de la composante variable de la capacité par différentes méthodes dont la méthode Boxcar et la méthode à Détection synchrone. Le principe de ces méthodes ainsi que le dispositif expérimental utilisé seront exposés dans les paragraphes suivants.

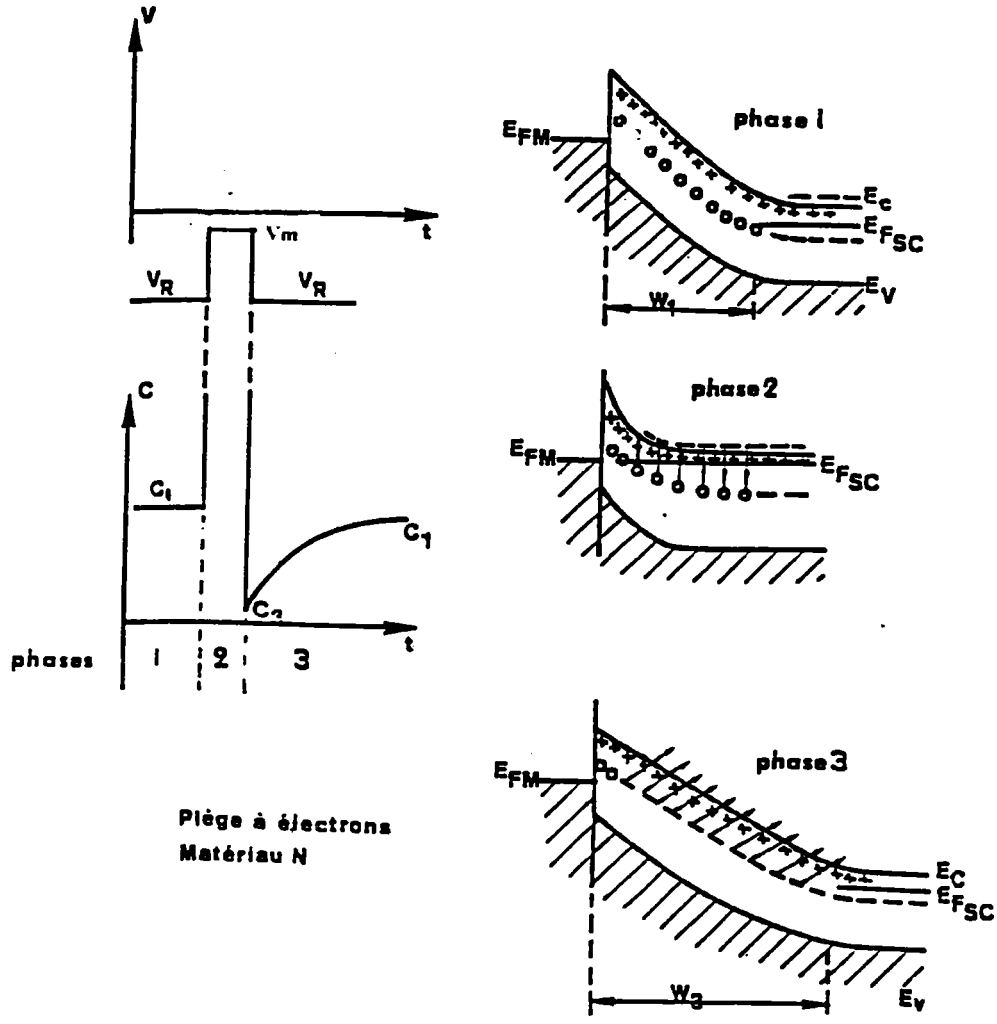


Figure-II.1: Principe de la mesure DLTS dans un contact MS.

Le principe de base de la DLTS suppose que les pièges soient initialement remplis et que le rapport $\frac{N_T}{N_D}$ soit inférieur ou égal à 1% (N_T étant la densité du défaut étudié et N_D la concentration de donneurs).

II.2. Dispositifs expérimentaux:

II.2.1. Méthode de Lang (double boxcar moyenneur):

La figure-II.2 donne le schéma synoptique du dispositif de mesure DLTS par la technique Boxcar(6). Le banc de mesure est composé de:

- **un générateur d'impulsion de tension** qui permet de fournir la tension de polarisation et une tension périodique de fréquence allant de **1Hz** à **5KHz**, des largeurs d'impulsions allant de **300ns** à **100ms**. La tension allant de **0V** à **-13V** pour Vr, (Vm-Vr) ayant une amplitude maximale de **13V**.

- **Un capacimètre rapide à 1MHz** possédant des calibres allant de **10** à **1000pF** avec un temps de réponse de **10μs**, qui permet la mesure de la capacité transitoire au cours du processus d'émission.

- **Corrélateur 1** qui permet de fixer la fenêtre t_1, t_2 $\left(\frac{t_2}{t_1} = 11{,}5\right)$; la vitesse d'émission étant $e_n = \frac{1}{4{,}3t_1}$.

- **Un générateur corrélateur 2** qui fournit une seconde impulsion, les transitoires de capacité étant analysés par le corrélateur. Cette fonction est utilisée en mode double DLTS (DDLTS).

- **Un cryostat** contenant les échantillons à étudier et où la température peut varier entre 77K et 320K.

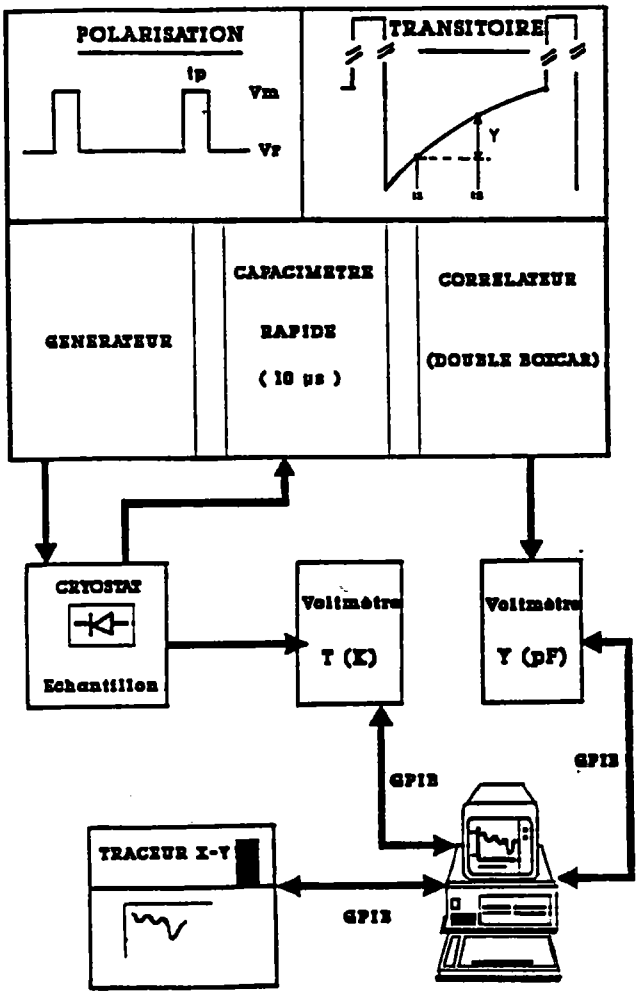


Figure-II.2: Schéma synoptique du dispositif de mesure DLTS par la technique Boxcar(6)

II.2.2. Méthode à détection synchrone:

La figure-II.3 montre le schéma synoptique du dispositif expérimental de la mesure DLTS par détection synchrone.

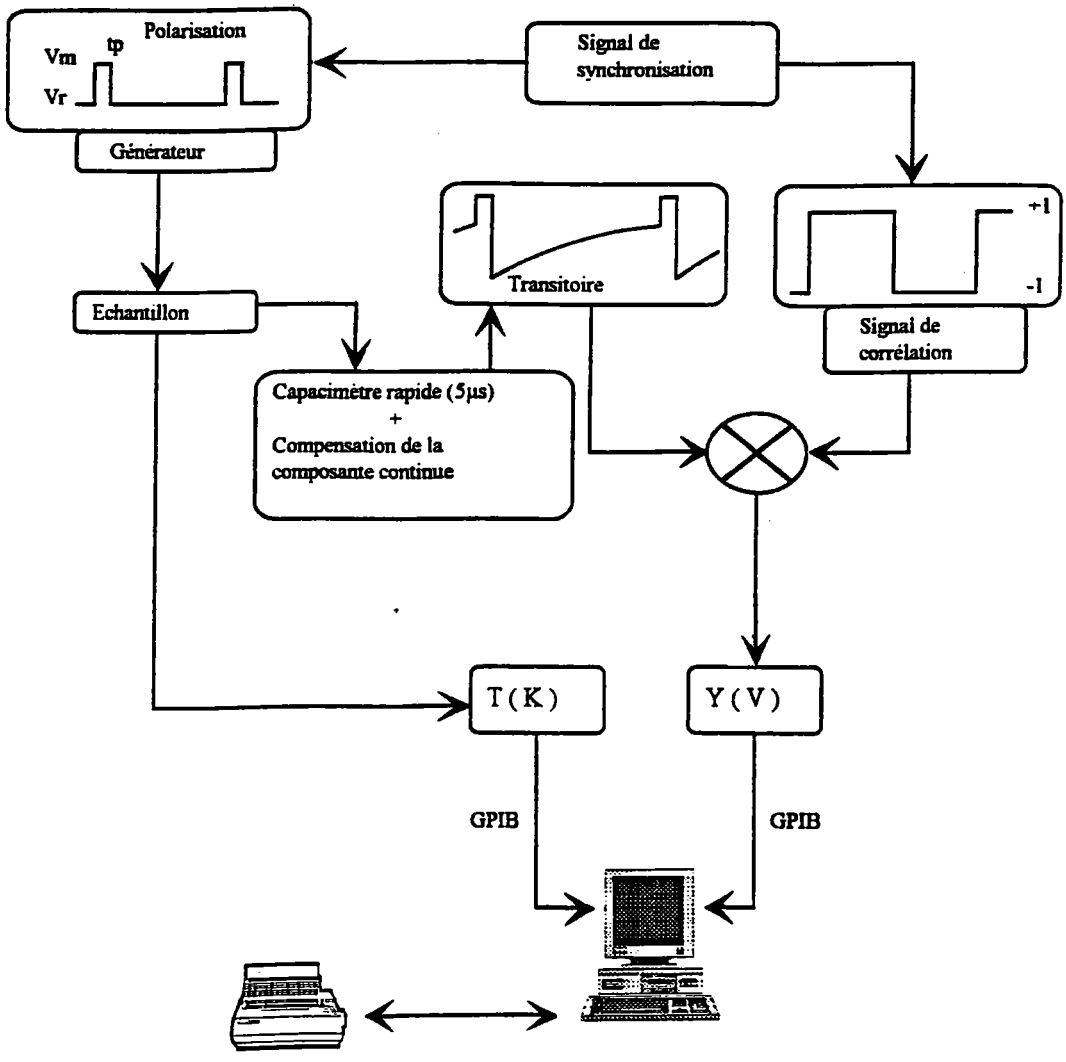


Figure-II.3: Schéma synoptique du dispositif expérimental de la mesure DLTS par détection synchrone.

Le système utilisé est le **DLS-82** de **Semitrap (HONGRIE)** commercialisé par **MDC** (Material Development Corporation); il est composé de:

- **Un générateur d'impulsions** périodiques de tension variable entre **-20V** et **+20V**, la fréquence allant de **0,25Hz** à **2,5KHz** et la largeur des impulsions étant comprise entre **100ns** et **50ms**.

- **Un capacimètre rapide** à **1MHz** mesurant des capacités maximales de **1000pF**, avec un temps de réponse de **5µs**.

- **Un système de compensation** de la composante continue de la capacité.

- **Une détection synchrone.**

III. METHODES D'ANALYSE D'UN SPECTRE DLTS (Cas idéal):

III.1. Méthode de Lang:

III.1.1. Méthode boxcar:

Les différentes séquences de mesures sont données sur la figureII-4 ci-dessous:

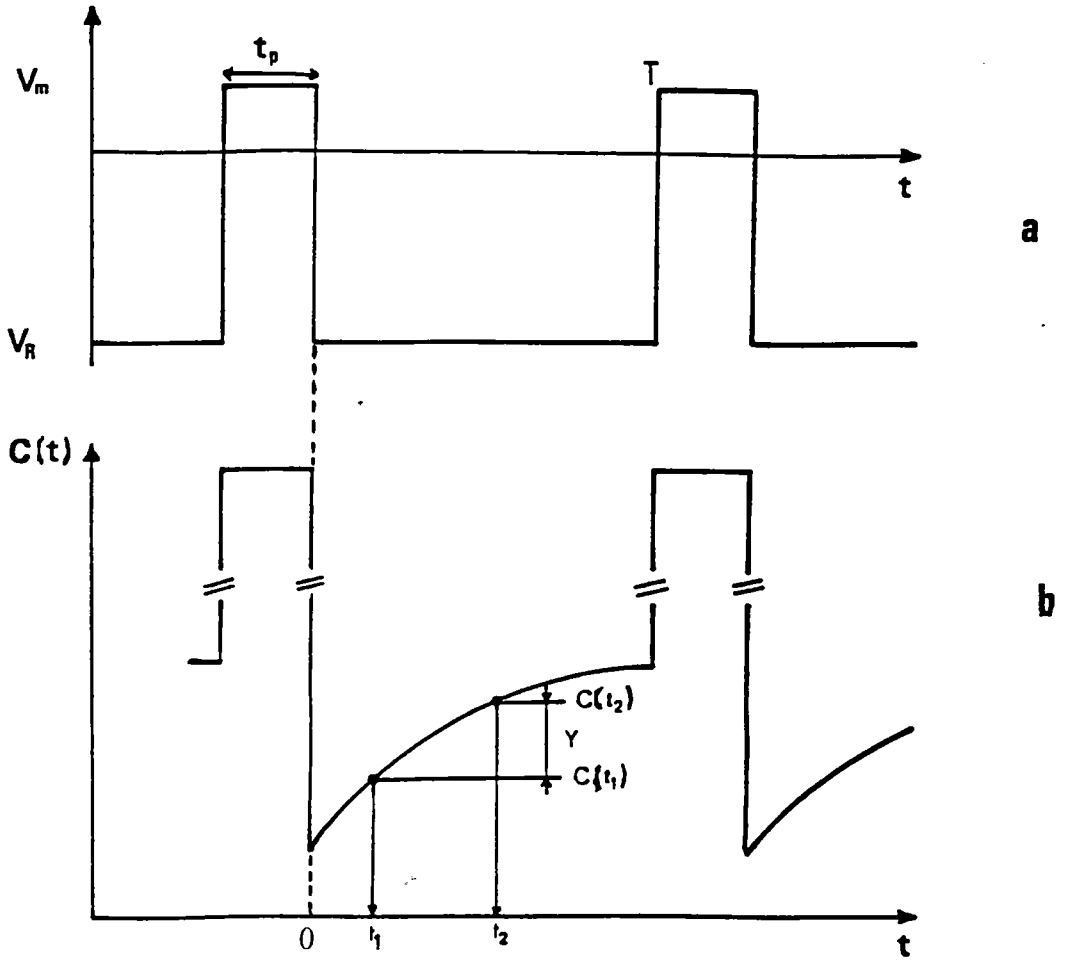


Figure-II.4: Schéma illustrant les séquences de la mesure DLTS (méthode Boxcar): (a) des tensions de polarisation; (b) du transitoire de capacité.

Le signal DLTS correspond à la différence entre deux échantillons pris à des températures T aux instants t_1 et t_2 du transitoire de capacité $\Delta C(t)$:

$$Y_{dlts} = \Delta C(t) = C(t_1) - C(t_2) = A[\exp(-e_n t_2) - \exp(-e_n t_1)] \quad [2]$$

Lors d'un balayage en température le signal DLTS passe par un maximum, comme le montre la figure-II.5.

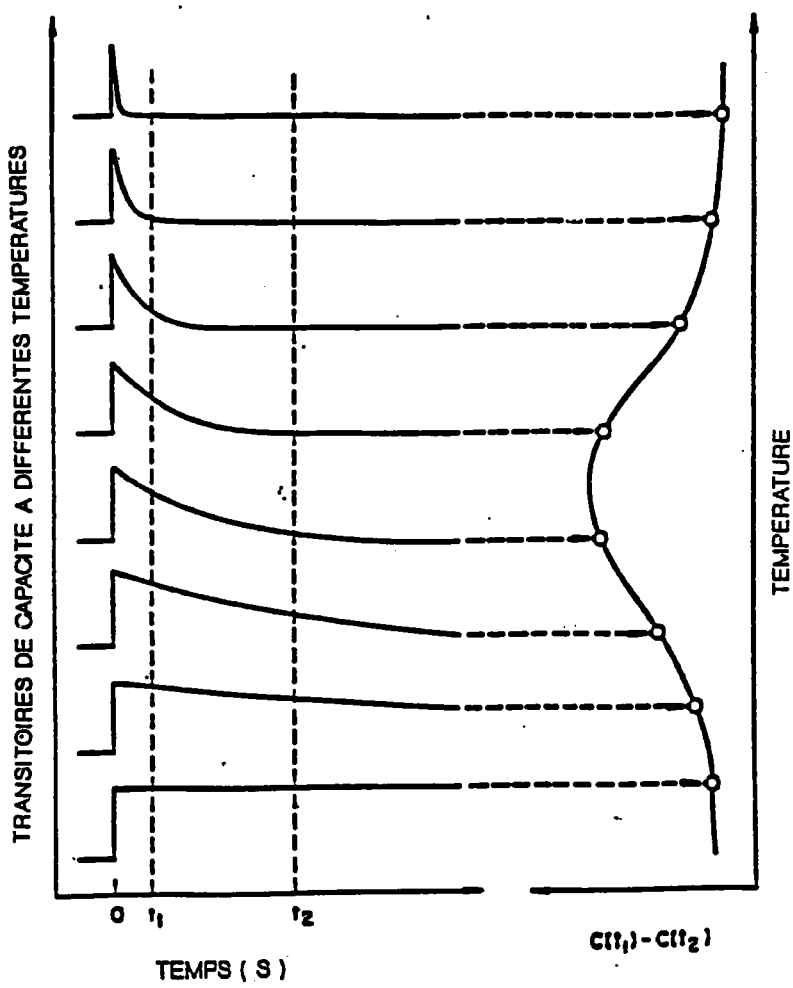


Figure-II.5: Evolution du transitoire de capacité en fonction de la température.

En effet si on dérive l'équation [2] par rapport à la température T (e_n=f(T) cf. équation [1]):

$$\frac{dY_{dlts}}{dT} = \frac{dY_{dlts}}{de_n}\frac{de_n}{dT} \quad [3]$$

On constate que cette expression est nulle à une température T^* où e_n^* est maximale et a pour expression:

$$e_n^* = \frac{\ln\left(\frac{t_2}{t_1}\right)}{t_2 - t_1} \quad [4]$$

Dans le cas de notre système de mesure: $e_n^* = \frac{1}{4{,}3t_1}$.

Donc à chaque couple de valeurs (t_1,t_2) correspond un couple (e_n^*,T^*). Le tracé du diagramme d'Arrhénius $\ln\left(\frac{e_n^*}{T^{*2}}\right)$ en fonction de $\frac{1000}{T^*}$ permet de déterminer l'énergie d'activation et la section efficace de capture. L'amplitude maximale du pic DLTS permet d'évaluer la concentration de chaque type de défaut.

Cette méthode est très efficace dans le cas d'un défaut discret présentant un transitoire exponentiel unique. Ceci implique que dans le cas d'un transitoire multiexponentiel cette méthode ne peut être utilisée.

Par ailleurs, comme le signal DLTS est donné par deux échantillons pris à deux instants différents, on a une perte importante d'informations. Ce dernier point est nettement amélioré par l'utilisation du principe de détection synchrone pour la mesure du signal DLTS.

III.1.2. Méthode à détection synchrone:

Les différentes séquences de mesure sont données sur la figureII-6: tp et Vm sont, respectivement, la largeur et la hauteur de l'impulsion d'excitation, td le temps de retard du capacimètre et t_{go} est le temps de coupure de la mesure et correspond à (td+tp). Le signal DLTS est alors donné par:

$$Y_{dlts} = C_0 \frac{N_T}{2N_D t_0}(I_1 + I_2 - I_3 - I_4) \quad [5]$$

Où C_0 est la capacité de repos sous polarisation inverse Vr, N_T la concentration du défaut, N_D la concentration des donneurs et t_0 la période des impulsions.

Avec:

$$I_1 = \int_{td}^{td+\frac{t_0}{2}-(td+tp)} \exp(-e_n t)dt = \int_{td}^{\frac{t_0}{2}-tp} \exp(-e_n t)dt$$

$$I_2 = \int_{td+\frac{t_0}{2}-(tp+td)}^{\frac{t_0}{2}+td} \exp\left[-e_n\left(\frac{t_0}{2}-tp\right)\right]dt = \int_{\frac{t_0}{2}-tp}^{\frac{t_0}{2}+td} \exp\left[-e_n\left(\frac{t_0}{2}-tp\right)\right]dt$$

$$I_3 = \int_{\frac{t_0}{2}+td}^{td+t_0-(tp+td)} \exp(-e_n t)dt = \int_{\frac{t_0}{2}+td}^{t_0-tp} \exp(-e_n t)dt$$

$$I_4 = \int_{t_0-tp}^{t_0+td} \exp[-e_n(t_0-tp)]dt$$

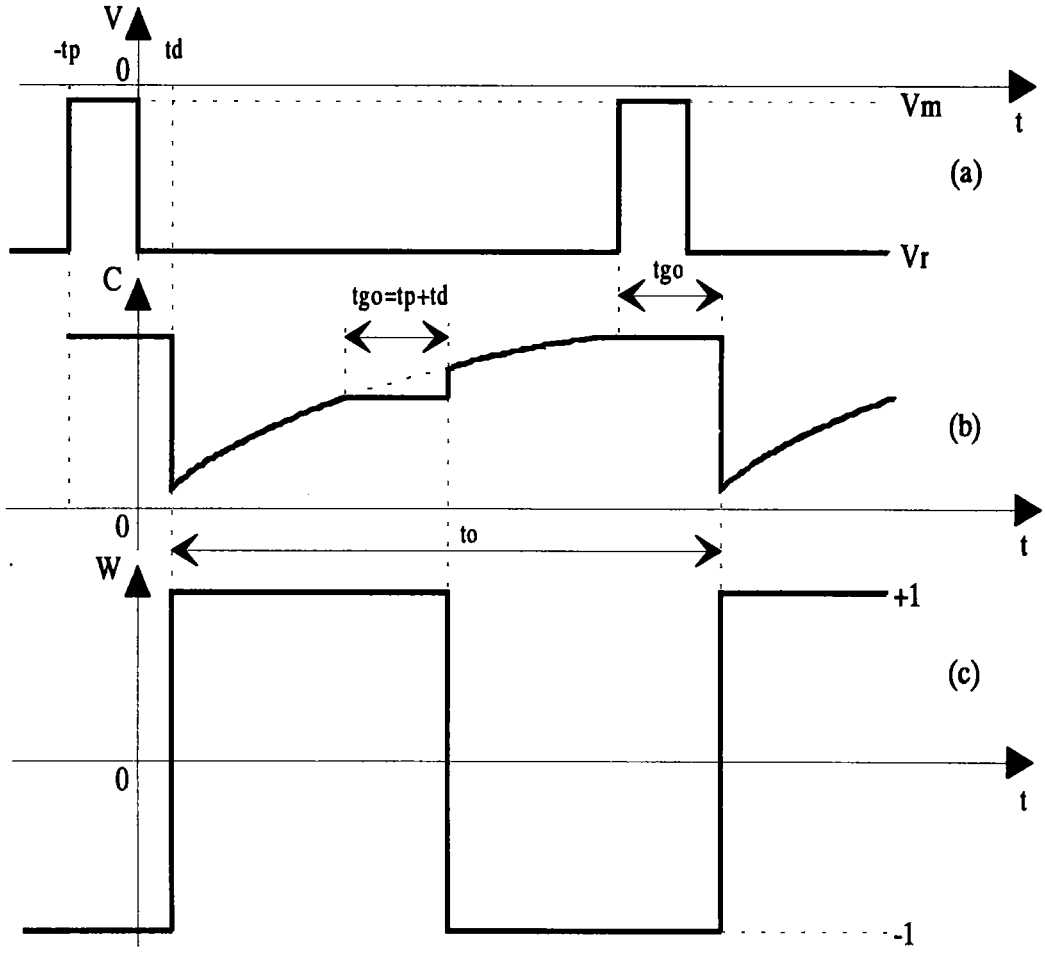


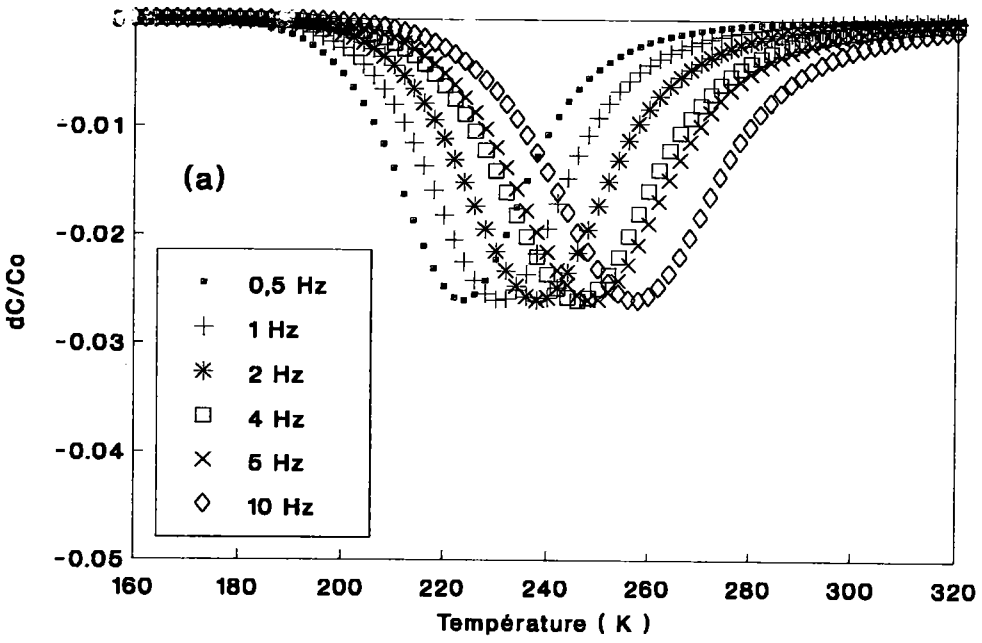
Figure-II.6: Séquences de la mesure DLTS par la méthode à détection synchrone: (a) tensions de polarisations; (b) transitoire de capacité; (c) fonction de corrélation du détecteur synchrone.

Tous calculs faits, l'équation [5] peut s'écrire sous la forme:

$$Y_{dlts} = C_o \frac{N_T}{2N_D}\left\{ \frac{1}{e_n t_o}\left[1-\exp\left(-\frac{e_n t_o}{2}\right)\right]\left[\exp(-e_n td)-\exp\left[-e_n\left(\frac{t_o}{2}-tp\right)\right]\right] + \frac{tp+td}{t_o}\exp\left[-e_n\left(\frac{t_o}{2}-tp\right)\right]\left[1-\exp\left(-\frac{e_n t_o}{2}\right)\right]\right\} \quad [6]$$

Le maximum du pic DLTS, pour une fréquence f_O de mesure, correspond à la vitesse d'émission donnée par: e_n=2,17 f_O (dans le cas de notre système de mesure).

Donc pour chaque fréquence de mesure f_O, on relève la température du maximum du pic DLTS (figure-II.7(a)) ce qui nous permet alors de tracer le diagramme d'Arrhénius (figure-II.7(b)) et de déduire l'énergie d'activation et la section efficace de capture. L'amplitude maximale du pic nous permet d'estimer la densité du défaut.



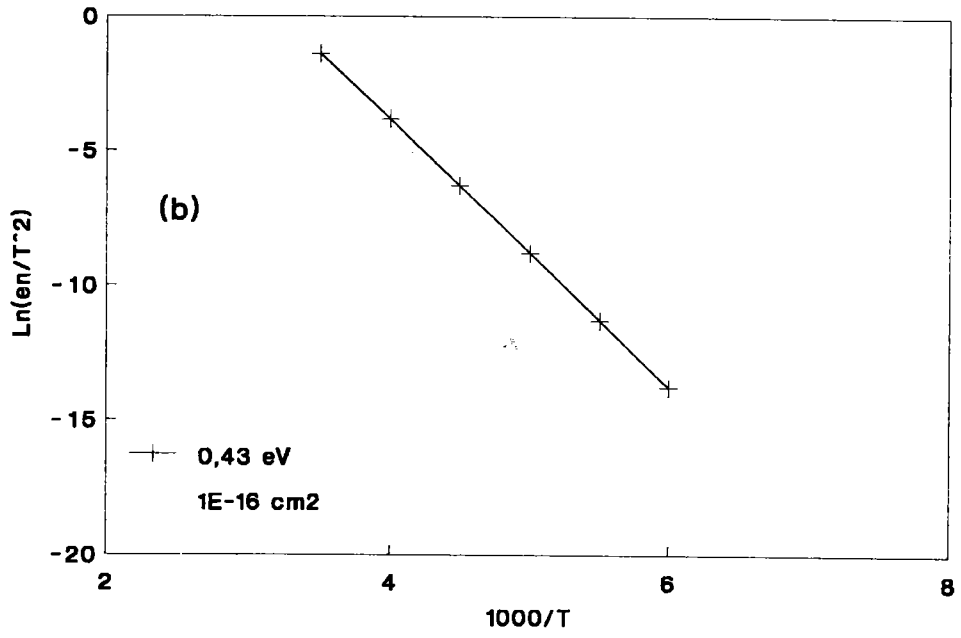


Figure-II.7: (a) Spectres DLTS à différentes fréquences, (b) Diagramme d'Arrhénius.

III.2. Méthodes numériques:

III.2.1. Méthode de Lebloa et al:[8]

L'équation [2] peut s'écrire:

$$Y_{dlts} = A\left[\exp\left(-\frac{y}{x}\right) - \exp(-y)\right] \quad [7]$$

avec: $x = \frac{t_2}{t_1}$ et $y = e_n t_2$.

En normalisant par rapport au maximum, on a:

$$\theta(t) = \frac{\exp\left(-\frac{y}{x}\right) - \exp(-y)}{\left[\frac{x-1}{x}\right] \exp\left[-\ln\left(\frac{x}{x-1}\right)\right]} \quad [8]$$

$\theta(t)$ étant déterminée expérimentalement et x connue, seule la valeur y est inconnue. La résolution de cette équation permet de déduire $e_n(T)$ pour différents points expérimentaux et par suite les paramètres du défaut (énergie d'activation et section efficace de capture) sont extraits du diagramme d'Arrhénius.

III.2.2. Méthode de A. V. Vasil'ev:[9]

Dans cette méthode on écrit l'équation [2] sous la forme:

$$Y_{dlts} = AS(t) \quad [9]$$

avec: $S(t) = \exp(-e_n t_1) - \exp(-e_n t_2)$ [10]

L'équation [10] peut s'écrire sous la forme:

$$\alpha S_m = \exp(-e_n t_1) - \exp(-e_n x t_1) \quad [11]$$

Où $x = \frac{t_2}{t_1}$, α est un coefficient sans dimension ($0 \langle \alpha \langle 1$), et S_m la valeur maximale de S(T), elle est égale à:

$$S_m = x^{\frac{1}{1-x}} - x^{\frac{x}{1-x}} \quad [12]$$

Et dépend uniquement du rapport $\frac{t_2}{t_1}$.

x étant connu et pour différentes valeurs de α comprises entre 0 et 1, la résolution de l'équation [11] permet de déduire deux valeurs de vitesses d'émission. A partir du spectre expérimental on déduit les températures correspondant à chaque vitesse d'émission, et par suite le tracé du diagramme d'Arrhénius permet de déduire l'énergie d'activation et la section efficace de capture.

Signalons au passage que lorsque deux ou plusieurs pièges ont des caractéristiques voisines on obtient un pic unique. Par conséquent l'application de cette méthode peut induire une erreur importante dans la détermination de l'énergie d'activation et de la section efficace de capture. Dans ce cas, il faut séparer la réponse de chaque centre par des méthodes numériques capables d'analyser des signaux multiexponentiels.

III.2.3. Méthodes de corrélation multipoints:

La méthode DLTS classique, introduite par D. V. Lang, définissait le signal DLTS comme étant la différence du transitoire de capacité entre deux instants t_1 et t_2; d'où une perte importante d'informations et donc une mauvaise résolution spectrale.

Dans le but d'améliorer la résolution spectrale, K. DMOWSKI(19) à introduit les méthodes de corrélation multipoints. Ces méthodes consistaient à prendre plus de deux échantillons du transitoire. C'est ainsi que la méthode de Lang a pris le nom de méthode deux points et que les méthodes 3,4,5...points ont vu le jour.

Ces fonctions de corrélation (W(t)) doivent, dans tous les cas, vérifier la relation suivante:

$$\int_0^{t_0} W(t)\, dt = 0$$

Ces méthodes de corrélation multipoints ont été appliquées avec succès, dans notre laboratoire, sur des diodes Schottky à base d'InP(20).

Cependant il a été établi que si la résolution est grandement améliorée en augmentant le nombre de points de la méthode, on perd en précision au niveau des spectres obtenus. Par ailleurs le principal inconvénient des méthodes multipoints est le faible rapport signal sur bruit (S/B) dû en grande partie à la courte durée des impulsions d'échantillonnage; inconvénient auquel on peut remédier en ayant recours à des techniques de lissages ou de moyennage pour filtrer une partie du bruit.

L'application de cette méthode nécessite l'acquisition des transitoires de capacité à chaque température autour de la température d'apparition du pic DLTS étudié. Les mesures doivent être alors moyennées et lissées afin d'appliquer toutes les méthodes numériques d'études des niveaux profonds.

III.3. Distinction entre pièges de volume et états d'interface:(7)

La spectroscopie DLTS permet, grâce à l'évolution des spectres DLTS, de différencier les défauts de volume de ceux d'interface.

En effet, le signal DLTS des états d'interface est directement relié à la distribution en énergie entre les niveaux de Fermi à l'interface à la fin du processus de capture (E_{FS}^{b}) et du processus d'émission (E_{FS}). Il en résulte que la position en température du pic DLTS varie avec la hauteur de l'impulsion de remplissage Vm.

Dans le cas des pièges discrets dans le volume du semi-conducteur, la position du pic DLTS reste inchangée avec la variation de Vm, car la vitesse d'émission e_n à une température donnée est indépendante de Vm.

III.4. Détermination de la densité d'états d'interface à partir des spectres DLTS:

L'application de la DLTS à la spectroscopie des états d'interface date de 1977 et a été présentée par SCHULZ et JOHNSON(21). L'appareillage est identique à celui utilisé pour les défauts de volume.

Le signal de sortie de la détection synchrone Y est donné par (voir figure-II.6):

$$Y = \frac{1}{t_o}\int_{t_{go}}^{t_o+t_{go}} C(t)\,W(t)\,dt \quad [13]$$

où: $$C(t) = C(V_R) + \int_{E_v}^{E_c} \frac{C_o^3 Nss(E)}{\varepsilon_s Cox N_D} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dE \quad [14]$$

ε_S étant la permittivité du semi-conducteur, Cox la capacité de l'oxyde, C(Vr) la capacité de repos sous polarisation inverse Vr et N_D la concentration des donneurs. Les capacités sont données par unité de surface.

L'équation [13] peut s'écrire:

$$Y = \frac{1}{t_o} A' \int_{E_v}^{E_c} Nss(E)\, J(E)\, dE \quad [15]$$

avec (S est la surface de la diode considérée):

$$A' = \frac{C_o^3}{\varepsilon_s Cox N_D S}$$

$$J(E) = \frac{1}{e_n} \exp(-e_n t_{go}) \left[1 - \exp\left(-\frac{e_n t_o}{2} \right) \right]^2 \quad [16]$$

et:

$$e_n = K_n \sigma_n T^2 \exp\left(-\frac{E_C - E_T}{kT} \right) = 2{,}17 \frac{1}{t_o} = 2{,}17 f_o \quad [17]$$

La densité d'états d'interface est déduite des équations [14], [15] et [16]. Elle est donnée par:

$$Nss(E) = -\frac{Y \varepsilon_s Cox N_D S q}{C_o^3 k T 0{,}559} \quad [18]$$

Le profil de Nss(E) n'est cependant correct que si N_D et σ_n sont constantes et que si Nss(E) ne subit pas de variation importante sur une zone de largeur énergétique 3kT(22).

De l'équation [17], on déduit:

$$E_c - E_T = \frac{kT}{q} Ln\left[\frac{K_n \sigma_n T^2}{2{,}17 f_o} \right] \quad [19]$$

Le point le plus délicat concerne la connaissance précise de $\sigma_n(E)$. En général, on prend une valeur de l'ordre de $10^{-16} cm^2$.

IV. ANALYSE DES SPECTRES REELS OBSERVES:

Dans le cas de défauts uniques (discrets), les méthodes d'analyse citées précédemment sont applicables. Or dans la réalité, il est fréquent d'observer certaines anomalies dues soit à la superposition de la réponse de plusieurs défauts, soit provenant de la réponse d'un continuum. Il faut parfois faire intervenir plusieurs paramètres tels que la section efficace de capture qui peut varier fortement avec la température, les fuites de courants qui peuvent induire un taux de capture non négligeable devant le taux d'émission.

Ces facteurs produisent des anomalies comme l'augmentation de l'amplitude du signal DLTS avec la fenêtre d'émission.

IV.1. Transitoires multiexponentiels:

Cette hypothèse que nous avons appliqué dans le chapitre III partie A de ce mémoire, présente une difficulté majeure au niveau de l'exploitation dès que l'on considère un transitoire résultant de la superposition de plus de deux exponentielles.

En effet, pour deux défauts on a six paramètres à déterminer, au delà de deux niveaux les résultats sont très difficiles à interpréter. Les transitoires étant bruités, la difficulté d'analyse augmente.

IV.2. Variation de la section efficace de capture avec la température:

Dans certains cas, la dépendance en température de la section efficace de capture peut s'avérer très importante et par conséquent être l'une des causes de l'augmentation de l'amplitude du signal DLTS avec la fréquence.

En effet, si les processus de capture sont régis, par exemple, par le modèle d'émission multiphonon(10) cette dépendance en température peut s'exprimer sous forme exponentielle, par:

$$\sigma(T) = \sigma_\infty \exp\left(-\frac{\Delta E_\sigma}{kT}\right) \quad [20]$$

Où: σ_∞ est la section efficace de capture des électrons lorsque $T \rightarrow \infty$ et ΔE_σ l'énergie d'activation de la section efficace de capture.

On constate alors que la section efficace de capture croît avec la température. En augmentant la fréquence de mesure et donc la vitesse d'émission, la position du pic se décale vers des températures plus élevées et la section efficace de capture augmente. Il en résulte, dans le cas d'une forte variation de la section efficace de capture, une augmentation de l'amplitude du pic DLTS.

IV.3. Effet des fuites de courant sur le signal DLTS:

IV.3.1. Partie théorique:

Dans le cas d'un défaut unique avec un taux de capture non négligeable des porteurs majoritaires dû aux fuites de courant, le taux d'émission e_n mesuré sera en réalité un taux d'émission apparent e_{app} tel que:

$$e_{app} = e_n + nc_n \quad [21]$$

Où c_n est le coefficient de capture et n la concentration des électrons dans la bande de conduction. Le taux de capture, nc_n, peut être relié aux fuites de courant dans la zone de charge d'espace. Par conséquent, on s'intéressera à l'effet de la capture dans la zone de charge d'espace liée aux fuites de courant. Le taux de capture nc_n est alors relié à la densité des fuites de courant J_f par:

$$nc_n = \frac{J_f \sigma_n v_{th}^n}{q v_{dérive}} \quad [22]$$

Où: q est la charge de l'électron, v_{th}^n et $v_{dérive}$ sont les vitesses thermiques et de dérive des électrons, respectivement. $v_{dérive}$ étant inconnue, il serait convenable de faire l'approximation: $v_{dérive} = v_{th}^n$ (11,13-16). D'où:

$$e_{app} = e_n + \left(\frac{J_f}{q}\right)\sigma_n \quad [23]$$

Il est alors raisonnable de supposer que les fuites de courant sont causées principalement par le courant de saturation(11,12-15). D'où la dépendance de J_f en température T peut être décrite par:

$$J_f = aT^2 \exp\left(-\frac{b}{kT}\right) \quad [24]$$

Où: a et b sont des constantes qu'on peut déterminer expérimentalement à partir de la mesure de J_f en fonction de T en utilisant la méthode des moindres carrés. Finalement l'équation [23] peut s'écrire:

$$e_{app}(T) = K_n \sigma_n T^2 \exp\left(-\frac{\Delta E_T}{kT}\right) + \frac{aT^2 \sigma_n \exp\left(-\frac{qb}{kT}\right)}{q} \quad [25]$$

Où: $\Delta E_T = E_C - E_T$, E_C et E_T sont les énergies de la bande de conduction et du niveau piège respectivement.

Le signal DLTS apparent sera donné par:

$$\Delta C_{app}(T) = \Delta C(T) \frac{e_n}{e_{app}} \quad [26]$$

L'équation [26] montre que l'on doit considérer trois cas:

(i) $e_n >> nc_n$

(ii) $e_n \approx nc_n$

(iii) $e_n << nc_n$

Pour le cas (i), l'équation [26] devient $\Delta C_{app}(T) = \Delta C(T)$ et la caractérisation des niveaux profonds peut se faire par la méthode DLTS classique.

Par contre, pour les cas (ii) et (iii), on doit tenir compte de la capture des porteurs majoritaires due aux fuites de courant. Il est alors évident (équation [26]) que l'amplitude du pic DLTS variera en fonction de la fréquence (fenêtre d'émission) à cause de la variation du rapport $\frac{e_n}{e_{app}}$.

En réalité il est très difficile, à partir des spectres mesurés, de se situer dans l'un des deux cas (ii) ou (iii). Par conséquent il est nécessaire d'utiliser une méthode d'analyse numérique permettant de déterminer les paramètres des niveaux profonds pour chaque valeur du rapport $\frac{e_n}{nc_n}$. Dans le paragraphe suivant, nous allons décrire la méthode utilisée pour l'analyse de nos résultats expérimentaux.

IV.3.2. Méthode d'analyse:

Nous avons appliqué une méthode analogue à celle proposée dans les références (9) et (10). Pour deux périodes de répétition différentes t_0 et t'_0 (et par conséquent deux temps de retard td et td') le rapport des deux signaux DLTS à une température T est donné par:

$$\frac{\Delta C(tp,td,t_o,T)}{\Delta C(tp,td',t'_o,T)} = \frac{S(e_{app},tp,td,t_o,T)}{S(e_{app},tp,td',t'_o,T)} \quad [27]$$

Où $S(e_{app},tp,td,t_o,T)$ est une fonction décrivant le taux d'émission thermique des électrons et a pour expression:

$$S(e_n,tp,td,t_o,T) = \frac{1}{e_n t_o}\left[1-\exp\left(-\frac{e_n t_o}{2}\right)\right]\left\{\exp(-e_n td)-\exp\left[-e_n\left(\frac{t_o}{2}-tp\right)\right]\right\}$$
$$+\frac{tp+td}{t_o}\exp\left[-e_n\left(\frac{t_o}{2}-tp\right)\right]\left[1-\exp\left(-\frac{e_n t_o}{2}\right)\right]$$

Dans l'équation [27], e_{app} est la seule variable inconnue et peut être déterminée par calcul numérique. En répétant la procédure à différentes températures, e_{app} peut être exprimée en fonction de la température T.

Pour une période de répétition t_0 donnée, le rapport des signaux DLTS à différentes températures, T et T_0 a pour expression:

$$\frac{\Delta C(tp,td,t_o,T)}{\Delta C(tp,td,t_o,T_o)} = \beta\frac{e_n(T)}{e_n(T_o)} \quad [28]$$

Où: $$\beta = \frac{e_{app}(T_o)}{e_{app}(T)}\frac{S(e_{app}(T),tp,td,t_o,T)}{S(e_{app}(T),tp,td,t_o,T_o)} \quad [29]$$

$e_{app}(T)$ et $e_{app}(T_0)$ étant déterminés, $\frac{e_n(T)}{e_n(T_o)}$ peut être calculé à partir de l'équation [28]. En répétant la procédure à différentes températures, $\frac{e_n(T)}{e_n(T_o)}$ peut être exprimé en fonction de la température T. A partir de:

$$e_n(T) = K_n\sigma_n T^2\exp\left(-\frac{\Delta E_T}{kT}\right) \quad [30]$$

On a: $$\frac{1}{T^2}\frac{e_n(T)}{e_n(T_o)} = \frac{1}{T_o^2}\exp\left(-\frac{\Delta E_T}{kT}\right)\exp\left(\frac{\Delta E_T}{kT_o}\right) \quad [31]$$

L'équation [31] peut s'écrire aussi sous la forme:

$$\mathrm{Ln}\left[\frac{1}{T^2}\frac{e_n(T)}{e_n(T_o)}\right] = -\left[\frac{\Delta E_T}{1000k}\right]\frac{1000}{T} - \mathrm{Ln}\left[T_o^2 \exp\left(-\frac{\Delta E_T}{kT_o}\right)\right] \quad [32]$$

Par conséquent les équations [28] et [32] peuvent être utilisées pour déterminer l'énergie d'activation ΔE_T à partir de la pente de la droite obtenue. L'application de cette méthode sera illustrée au chapitre III (partie B) de ce mémoire.

V. CONCLUSION:

Dans ce chapitre, nous avons décrit les dispositifs expérimentaux mis en oeuvre ainsi que les méthodes d'analyse des spectres DLTS.

Nous avons surtout insisté sur la difficulté d'analyse dans le cas où le pic DLTS observé ne correspond pas à un défaut unique et/ou le signal DLTS est la résultante de la contribution de plusieurs phénomènes possibles: forte variation de la section efficace de capture en température, transitoires multiexponentiel, fuites de courant ...

Dans l'analyse classique, il faut bien s'assurer que le comportement du pic DLTS est rigoureusement lié à un défaut unique (par le comportement de l'amplitude qui doit rester indépendante de la vitesse d'émission, par la largeur à mi-hauteur) sinon les erreurs commises rendent difficile une comparaison significative des résultats avec ceux de la littérature pour lesquels le comportement des pics n'est pas toujours clairement montré.

CHAPITRE III

ETUDE DLTS DES INTERFACES Au-InP ET Au-OXYDE PLASMA MULTIPOLAIRE-InP

PARTIE A:
RESULTATS PRELIMINAIRES

I. INTRODUCTION:

Cette étude correspond aux premiers résultats obtenus dans un réacteur expérimental utilisé pour montrer la faisabilité des oxydes natifs plasma. C'est une machine destinée au départ à l'étude fondamentale de la propagation des ondes dans les plasmas au LPMI (Laboratoire de Physique des Milieux Ionisés) de l'Université de Nancy I, adaptée par la suite au problème de la passivation de l'InP.

Dans cette partie, nous étudions plus particulièrement les effets d'un traitement préalable en hydrogène ainsi que la durée d'oxydation en plasma multipolaire d'oxygène sur l'épaisseur de l'oxyde formé et ses caractéristiques électriques. Les résultats obtenus sont corrélés avec les conditions d'élaboration de l'oxyde pour différentes épaisseurs obtenues, allant de 50Å pour des structures Schottky-MIS à 100Å pour des structures MIS.

Une analyse des spectres DLTS est présentée, ainsi qu'une interprétation des densités d'états d'interface selon le traitement subi par chaque échantillon.

Une méthode de décomposition sera présentée et appliquée pour analyser le comportement du défaut observé à température ambiante. Cette décomposition est nécessaire pour essayer de décrire l'évolution de ce défaut en fonction des différents paramètres de mesure.

Cette étude constitue une étape préliminaire importante puisqu'elle va permettre de relever les différentes modifications à apporter à ce premier réacteur afin d'améliorer les conditions d'oxydation en plasma multipolaire d'oxygène.

II. DESCRIPTION DU REACTEUR 1:

Le réacteur est en acier inoxydable, cylindrique de longueur 1m et de diamètre 0,45m, soit un volume de $0,2m^3$. Le schéma de ce réacteur est donné sur la figure-A.1:

Le vide est réalisé à l'aide de deux groupes de pompage classiques Edwards comprenant chacun une pompe primaire de débit $10m^3/h$ et une pompe à diffusion d'huile de débit 600l/s. La mesure de la pression est assurée par une jauge Penning et une jauge Pirani. La pression résiduelle est de l'ordre de $4x10^{-7}$mbar.

A l'intérieur de l'enceinte est placée une cage multipolaire constituée de seize barreaux d'aluminium à l'intérieur desquels sont placés des aimants en ferrite dont l'intensité du champ magnétique à la surface est d'environ 800Gauss. Ces barreaux sont orientés alternativement Nord-Sud et l'ensemble de la cage peut être isolé ou non du bâti.

Les filaments (en tantale (Ta) ou en tungstène (W)) sont chauffés à des températures avoisinant les 2000°C. Les filaments sont polarisés négativement par rapport à la cage multipolaire, généralement mise à la masse.

III. PREPARATION DES ECHANTILLONS:

Les échantillons étudiés sont des substrats n-InP SUMITOMO, orientés (100), de dopage d'environ $5x10^{15}cm^{-3}$. Certains échantillons ont subi, avant le traitement en plasma multipolaire d'oxygène sur des durées allant de 1mn à 15mn[(1)], un prétraitement en hydrogène.

Ce prétraitement est réalisé dans l'enceinte multipolaire, soit en présence d'hydrogène atomique pendant 10s (dissociation des molécules d'hydrogène induite par les filaments chauffés sous une tension de -20V) soit en présence d'hydrogène plasma (hydrogène atomique + courant de décharge (~1A)) pendant 1s.

Les contacts ohmiques sont formés sur la surface non polie du substrat par évaporation sous vide de l'eutectique Au-Ge recouvert d'or.

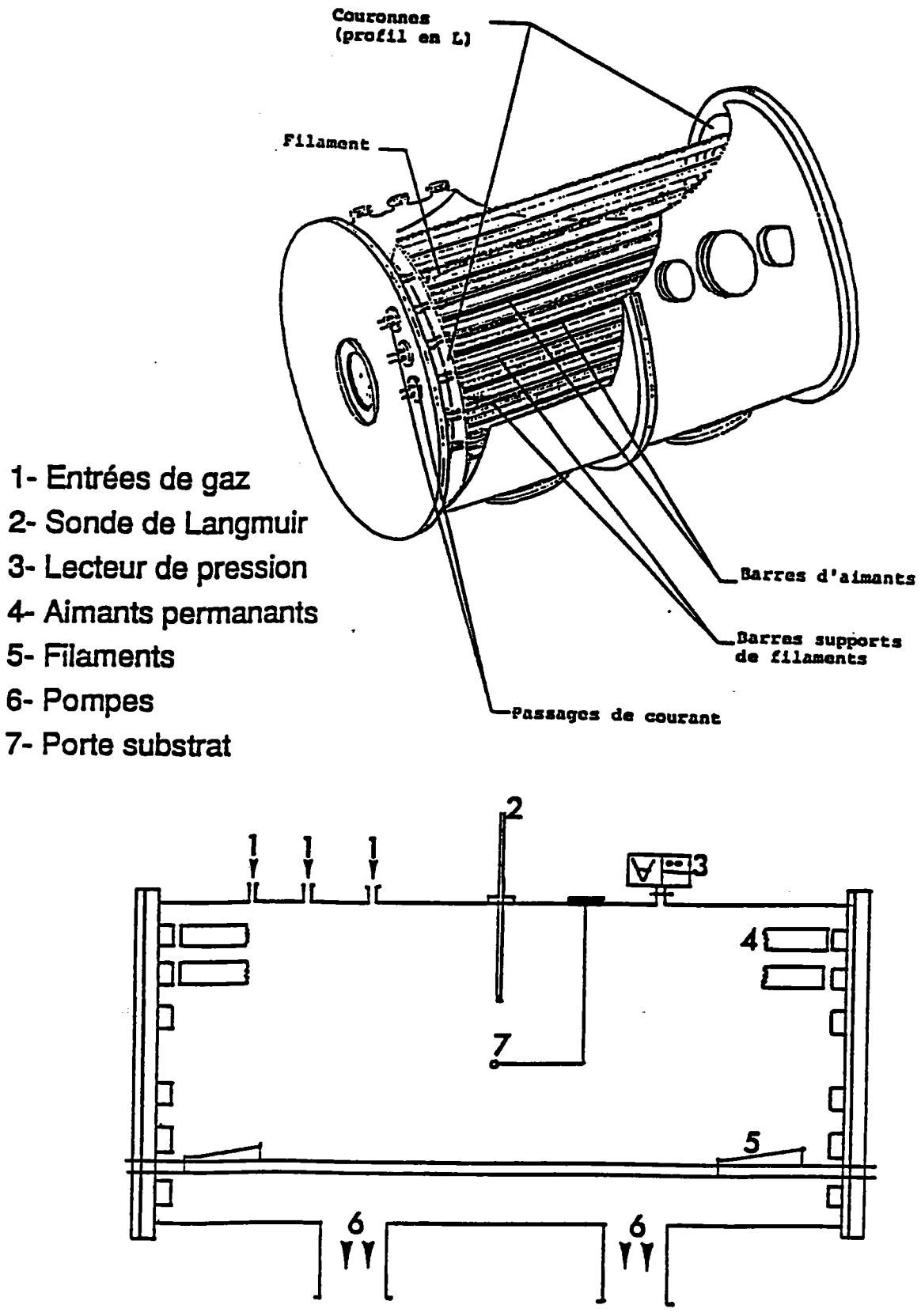


Figure-A.1: Premier réacteur plasma multipolaire utilisé pour la passivation de l'InP au LPMI (d'après la référence (1)).

IV. NATURE DE L'ISOLANT ET ETAT DE LA SURFACE APRES TRAITEMENT:

Une caractérisation physico-chimique ESCA a été effectuée. Les spectres montrent des traces de carbone, de chlore et de tantale oxydé (sous forme de Ta_2O_5); ce dernier se forme suite à la pulvérisation des filaments de tantale internes au réacteur. D'après l'allure du spectre P_{2p} (figure-A.2) on distingue deux pics: l'un situé à 128,5eV correspondant au phosphore de la matrice de base (observation liée à la faible épaisseur de l'oxyde formé et/ou à la non uniformité de l'épaisseur de l'oxyde) et l'autre à 133,5eV correspondant au phosphore oxydé(3). Ce dernier pic est généralement attribué à un mélange de $InPO_4$, P_2O_5 et $InPO_3$(3bis).

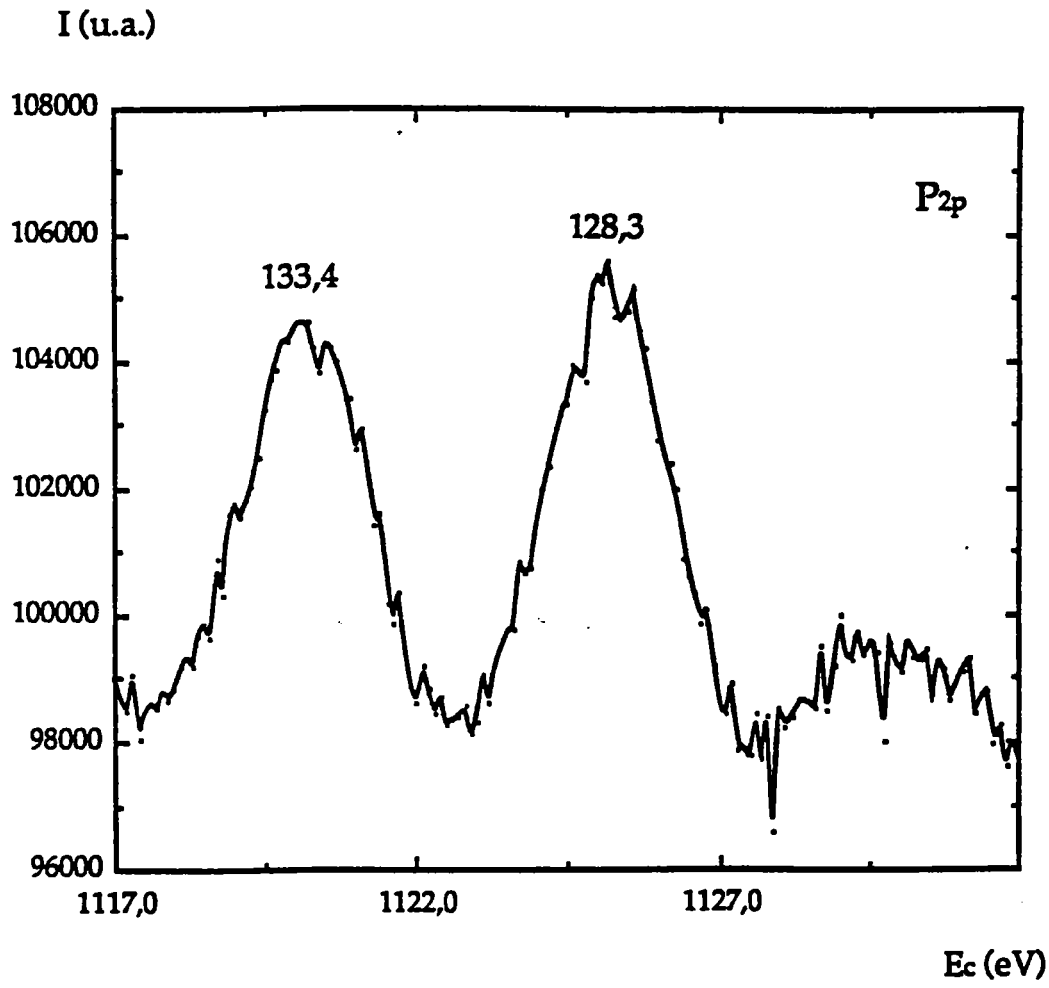


Figure-A.2: Spectre ESCA du phosphore P_{2p} (d'après la référence (1)).

V. RESULTATS DES MESURES J(V) ET C(V):

Le tableau I, ci-dessous, résume les caractéristiques des diodes ayant subi différents traitements préliminaires à l'hydrogène avant oxydation en plasma multipolaire d'oxygène (d'après la référence (1)).

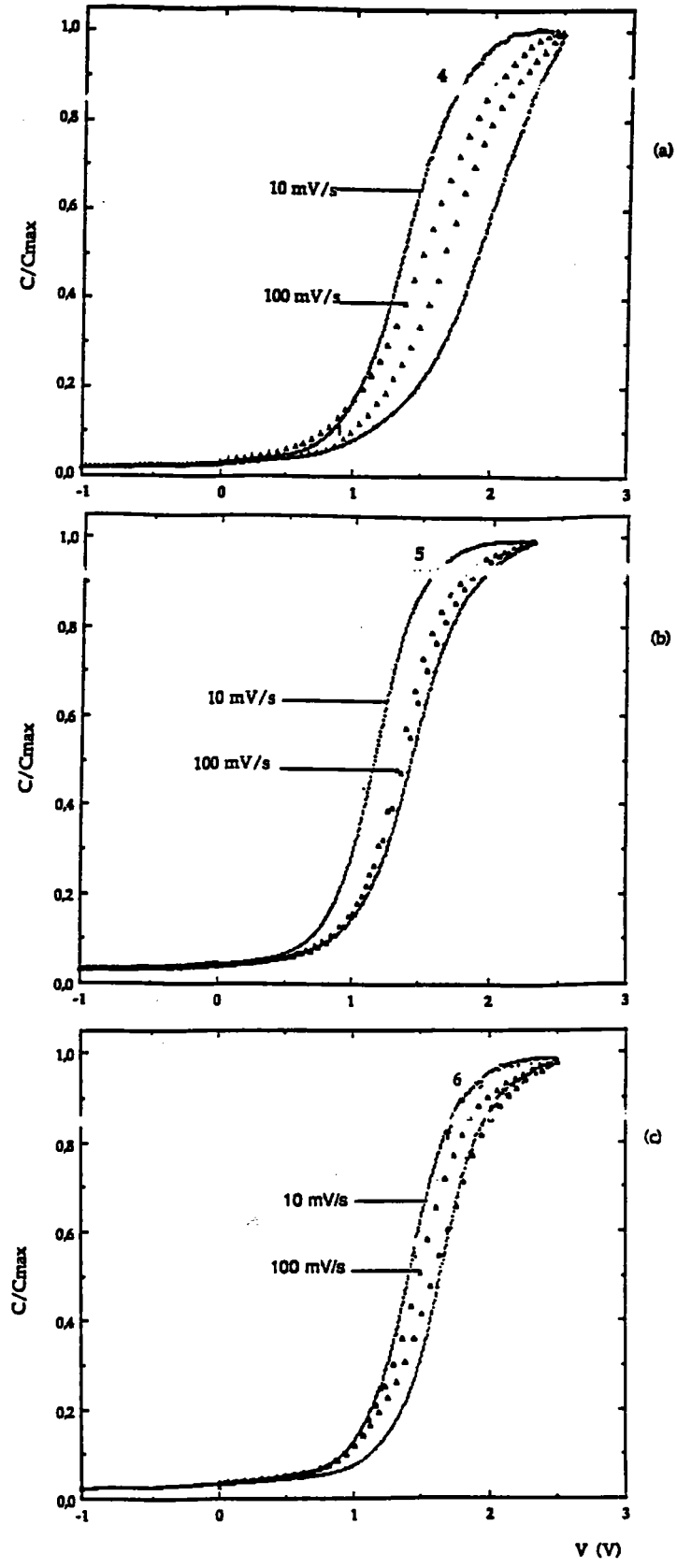
Echantillons	Traitement hydrogène	Φ_B (eV)	e_{ox} (nm)	n	Nss[Terman] (cm^{-2} eV^{-1})	Hystérésis (V) 10mV/s // 100mV/s
SNPD (t_{ox}=15min)	Non	0,76	10	1,7	8,3 10^{12}	0,50 // 0,15
SNPO (t_{ox}=15min)	$H_{at.}$(10s)	0,71	12,7	1,7	4,5 10^{12}	0,25 // 0,05
SNPM (t_{ox}=1min)	$H_{at.}$(10s)	<0,4 (Schottky)	5	---	----------	----------
SNPS (t_{ox}=15min)	$H_{pl.}$(1s)	0,52	11,1	---	3,7 10^{12}	0,20 // 0,09

Tableau-I

Sur la figure-A.3 on donne les courbes C(V) obtenues pour des échantillons ayant subi les différents traitements. On observe une diminution de l'hystérésis après traitement hydrogène.

D'après le tableau-I, on constate que la hauteur de barrière Schottky diminue après traitement hydrogène atomique et ceci fortement pour le traitement en plasma d'hydrogène.

Cette observation a également été faite par S. X. Jin et al.(2). En effet ils ont observé une diminution de la hauteur de barrière Schottky, après traitement en plasma d'hydrogène, de 0,76eV à 0,58eV sur des diodes Schottky Ti/n-GaAs. Ils ont expliqué ce phénomène par le fait que lorsqu'on passe du modèle de Bardeen, où la densité d'états d'interface est très élevée, à celui de Schottky, où la densité d'états d'interface est plus faible, la hauteur de barrière Schottky décroît: donc la diminution de la hauteur de barrière Schottky observée après hydrogénation pourrait être expliquée par la passivation des états d'interface par le traitement hydrogène.



FigureA.3: Courbes C(V) à 1MHz obtenues pour des échantillons ayant subi différents traitements: (a) sans prétraitement hydrogène, (b) avec un prétraitement à l'hydrogène atomique, (c) avec un prétraitement à l'hydrogène plasma (d'après la référence (1)).

VI. ETUDE DLTS DES STRUCTURES REALISEES ET ANALYSE:

La figure-A.4 montre un spectre DLTS typique entre 80 et 250K faisant apparaître trois pics (M_1,M_2 et M_3) correspondant à des défauts de volume déjà observés sur des diodes Schottky Au/InP.

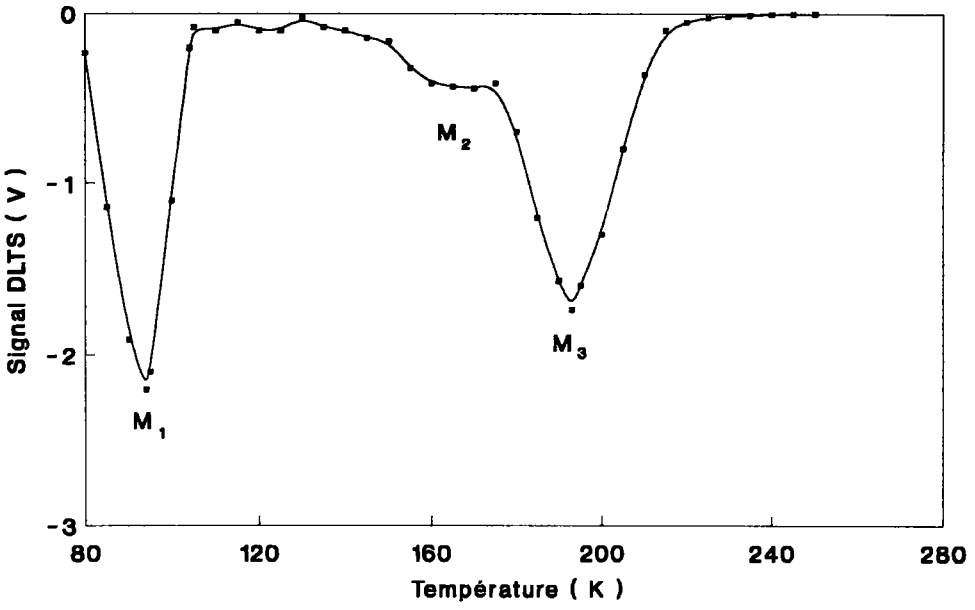


Figure-A.4: Spectre DLTS typique entre 80 et 250K montrant les pics M_1, M_2 et M_3 observés sur nos structures.

La caractérisation par la méthode de Lang[4] donne:

	M_1	M_2	M_3
Ea (eV)	0,19	0,33	0,43
σ_n (cm^2)	$2,9x10^{-10}$	$8,6x10^{-13}$	$4,0x10^{-14}$

Tableau-II

Le pic M_3 a aussi été observé par d'autres auteurs:

* Wada et al.[7] ont obtenu sur des structures InP épitaxiées en phase vapeur les valeurs: Ea=0,43eV et σ_n=5,8x10^{-15}cm^2 (pic noté E dans la figure-A.5). Ils ont trouvé que la densité de ce défaut dépendait du recuit dans l'hydrogène à des températures supérieures à 450°C. Comme à ces températures il y a un départ préférentiel du phosphore, la formation de vacances de phosphore est avancée par Wada et al. comme origine de ce défaut.

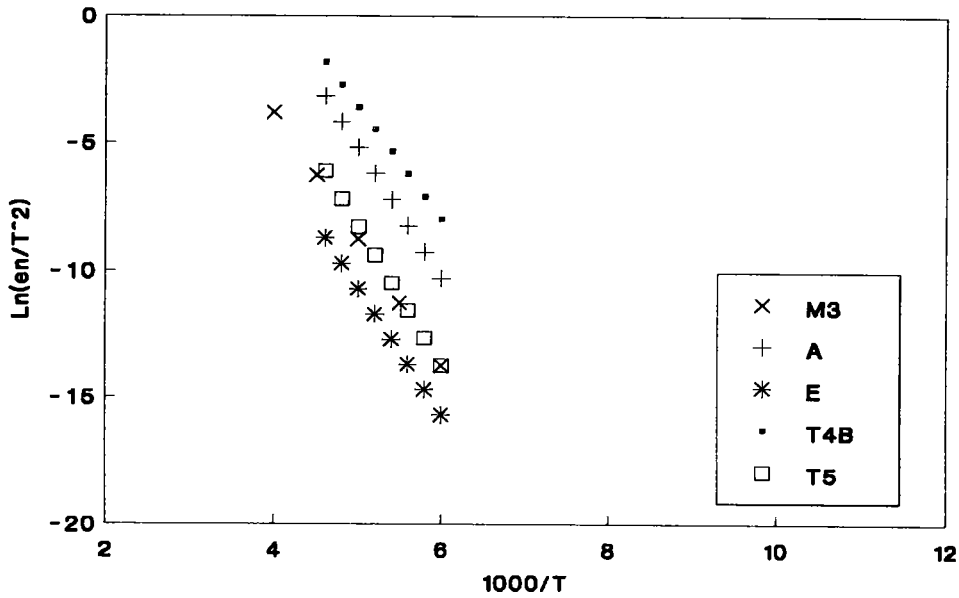


Figure-A.5: Comparaison de la signature du niveau M_3 observé sur nos structures à celles des niveaux: A de Inuishi, E de Wada et T4B et T5 de Télia.

* Inuishi et al.[6] ont obtenu sur des structures MIS (VPE: Epitaxie en Phase Vapeur) n-InP les valeurs: Ea=0,44eV et σ_n=2,6x10^{-12}cm^2 (pic noté A). Ce défaut a été attribué à des impuretés dans l'oxyde natif.

* Télia[5]: niveau T5 (Ea=0,47eV et σ_n=6,6x10^{-13}cm^2) observé sur des structures Au-InP qui présente une signature très proche de celle obtenue pour le pic M_3 observé sur nos structures. Ce défaut a été associé à des états d'interface car la position du pic change avec la hauteur de l'impulsion de remplissage Vm, ce qui n'est pas le cas pour le pic M_3. Le même auteur et sur les mêmes structures a observé un pic noté T4B (Ea= 0,38 eV et σ =4,0x10^{-13}cm^2) dont la position ne semble pas varier avec Vm et associé à un piège dans le volume du semi-conducteur près de l'interface.

Après ce domaine de température (vers l'ambiante) figure-A.6, on observe un pic large relié au processus d'oxydation plasma multipolaire.

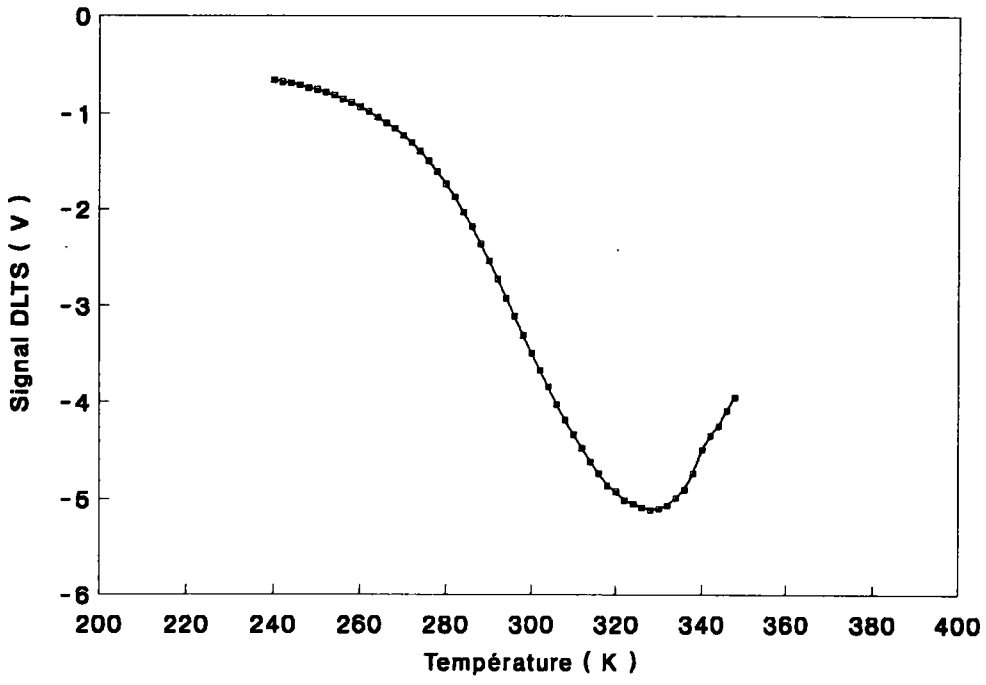


Figure-A.6: Spectre DLTS typique montrant le pic large observé à température ambiante.

L'étude de l'effet d'un prétraitement hydrogène avec ou sans décharge sur les spectres DLTS mesurés a été effectuée.

Sur la figure-A.7, on donne les spectres DLTS d'échantillons ayant subi ou non un traitement préalable d'hydrogène avec ou sans décharge. On constate alors que:

- Le traitement hydrogène atomique a pour effet de décaler la position du pic vers les basses températures pour l'échantillon SNPO (tox=15mn). Par contre pour l'échantillon SNPM (tox=1mn) la mesure n'a pu être effectuée au delà de 300K à cause des fuites de courant probablement dus à la faible épaisseur de l'oxyde (5nm).

- Le traitement hydrogène plasma a pour effet de diminuer considérablement l'amplitude du signal DLTS sans modification de la position en température.

Cette diminution de l'amplitude du signal DLTS correspond à une diminution de la densité d'états d'interface comme on va le voir dans le paragraphe VII.1 de cette partie A.

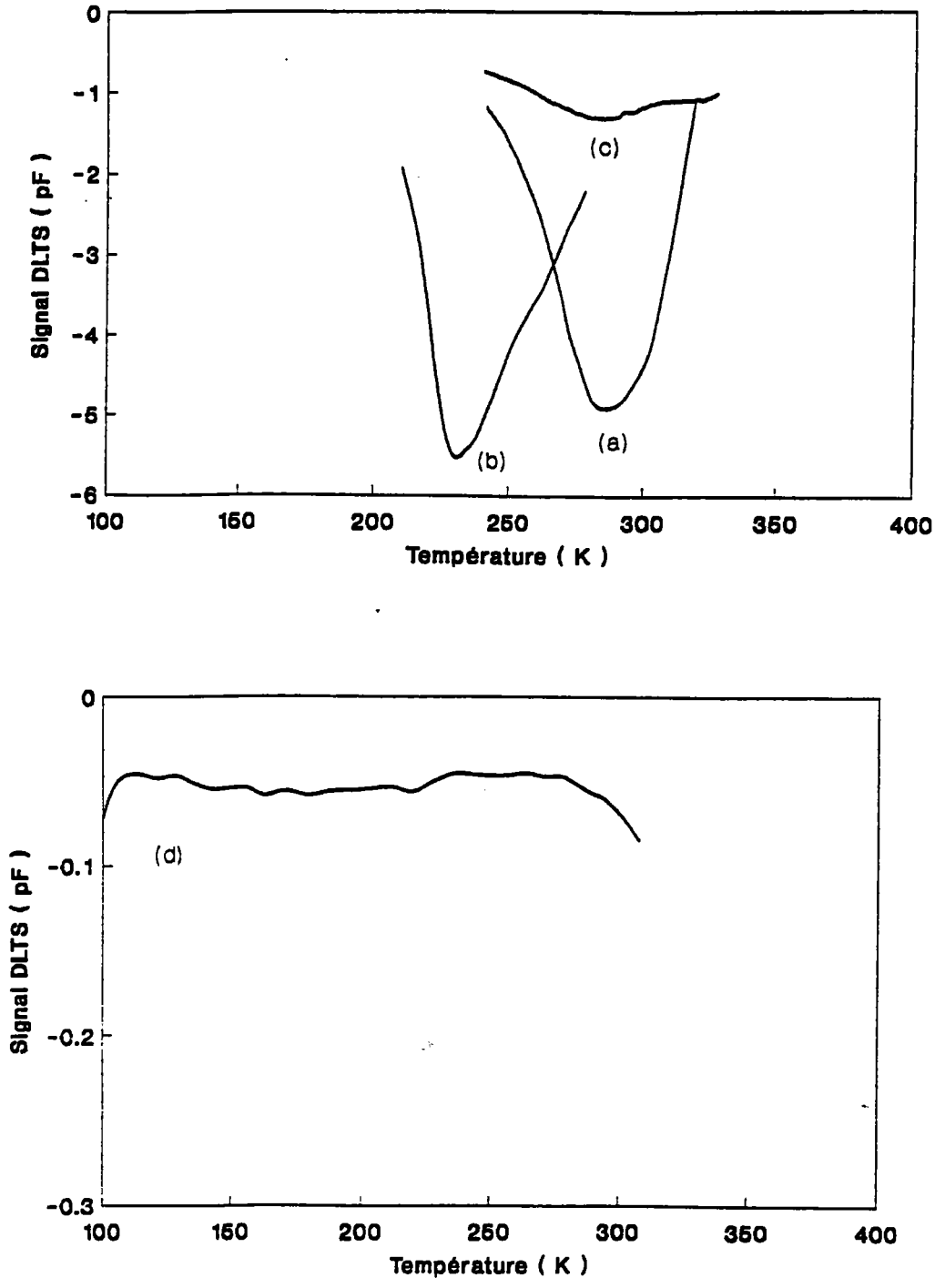


Figure-A.7: Comparaison des spectres DLTS d'échantillons ayant subi différents traitements: (a) non traité hydrogène (SNPD), (b) hydrogène atomique (t_{ox}=15min: SNPO), (c) hydrogène plasma (SNPS) et (d) hydrogène atomique (t_{ox}=1min: SNPM).

D'autres auteurs ont observé un pic large à température ambiante similaire:

* Ghua et al.[14] ont observé, sur des structures n-InP recuites en présence d'hydrogène en-dessous de 500°C, un pic large correspondant au pic à température ambiante observé sur nos structures, attribué aux vacances de phosphore créées par ce traitement à haute température.

* Yamazoé et al.[8] ont observé sur des structures n-InP, un pic large noté E5 entre 250 et 300K, qui apparaît après recuit à partir de 350°C à 550°C. La densité de ce défaut augmente avec la température du recuit. Ce défaut a été par conséquent attribué à un défaut complexe avec lacunes de phosphore.

* Iliadis et al.[9] ont observé, sur des structures n-InP sur lesquelles une couche de SiO_2 (100 à 500Å) a été déposée par PECVD, un pic noté I1 (figure-A.8). Son comportement en fonction des paramètres de mesure DLTS[10] a permis de l'attribuer à des états d'interface.

* Chen et al.[11] ont observé, sur des structures Schottky n-InP préparées en présence ou non d'hydrogène atomique, un pic noté E1 (figure-A.8) entre 250 et 310K et l'ont attribué à des états d'interface et comparé au pic I1 d'Iliadis et al.[9].

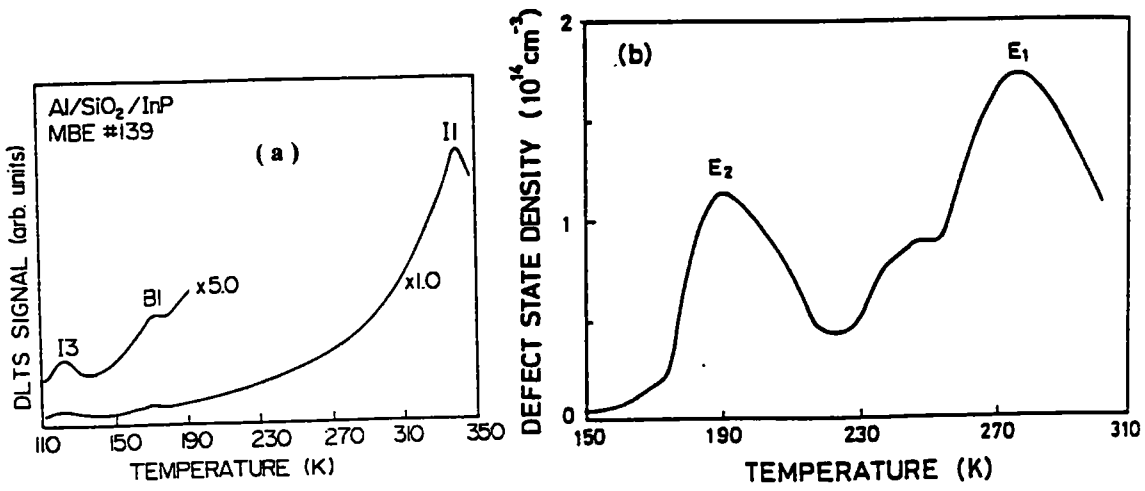


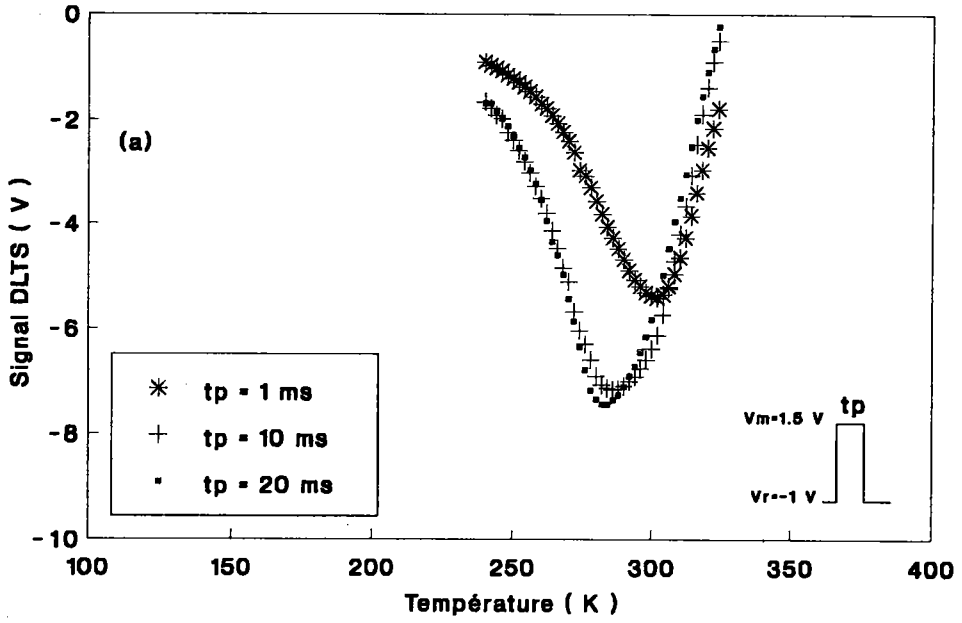
Figure-A.8: Spectre DLTS montrant: (a) le pic I1 observé par Iliadis et al.[9] et (b) le pic E1 observé par Chen et al.[11]

* Sugino et al.[12] ont observé, sur des structures Schottky n-InP (LEC: Liquid Encapsulated Czochralski) réalisées en présence de phosphine (PH_3)-plasma dont les résultats ont été comparés avec le traitement hydrogène plasma, un pic noté E4 dont la densité diminue avec le traitement hydrogène atomique, observation analogue à celle qui avait été faite sur nos structures[13].

Ce pic large a été observé sur tous les échantillons étudiés. Le comportement de ce pic en fonction de la largeur tp et la hauteur Vm de l'impulsion de remplissage (figure-A.9) ainsi que la variation de l'amplitude en fonction de la fréquence (figure-A.10) montrent que ce pic ne correspond pas à un défaut unique.

Ce pic a été, de ce fait, analysé comme un pic d'états d'interface afin d'obtenir une comparaison globale pour les différents traitements.

Un modèle de transitoire multiexponentiel de capacité a été appliqué pour tenter de mettre en evidence la présence de composantes discrètes dans le spectre observé. Les résultats obtenus font l'objet du paragraphe VI.2.



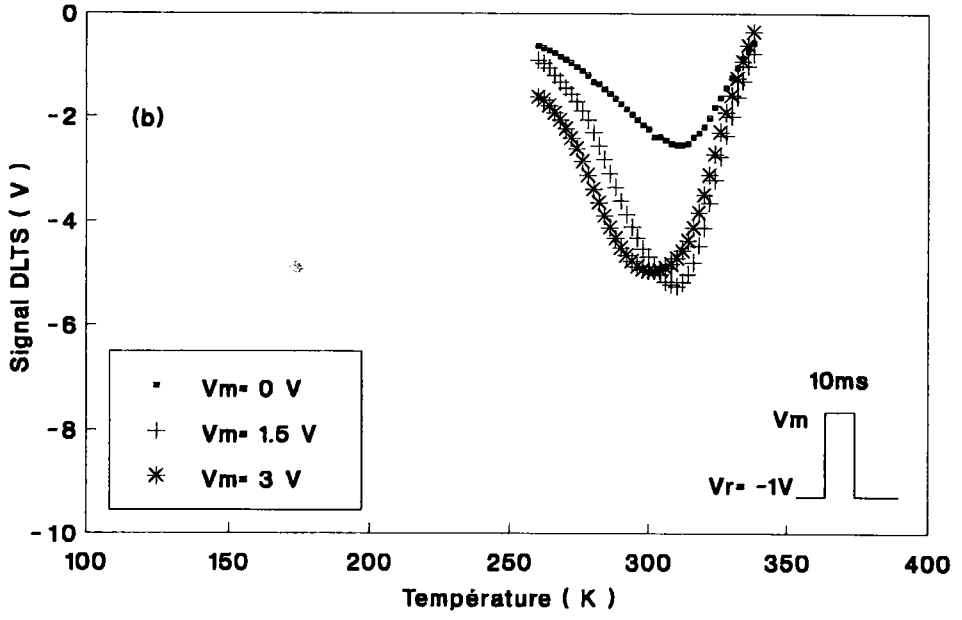


Figure-A.9: Evolution typique du pic large: (a) en fonction de tp; (b) en fonction de Vm.

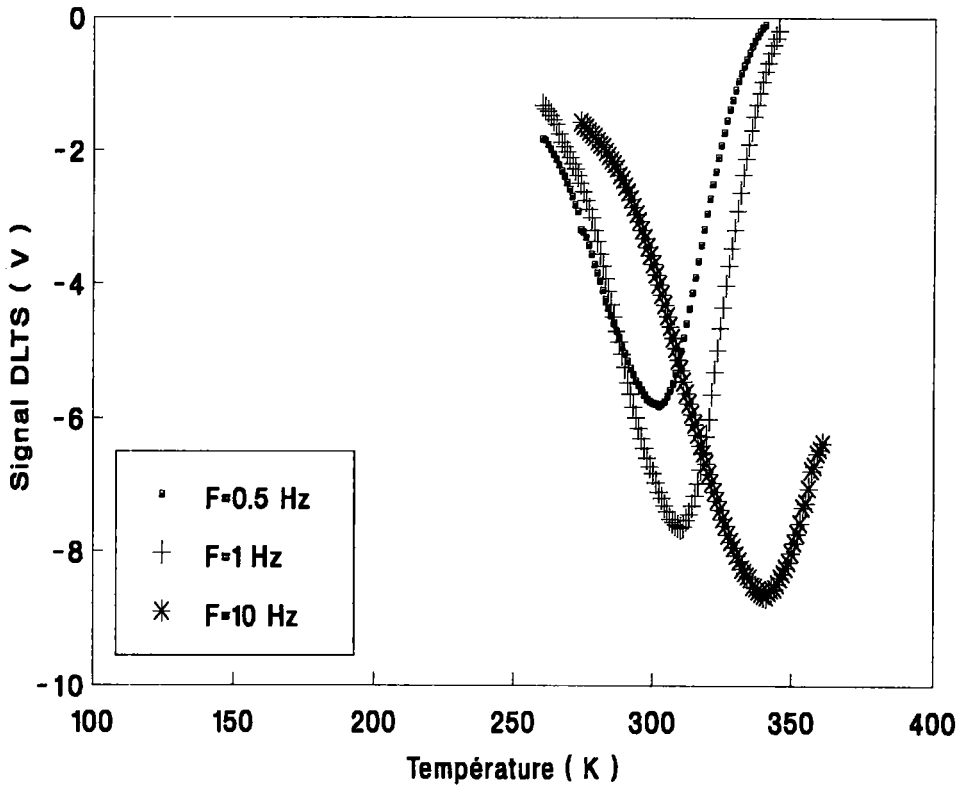


Figure-A.10: Variation de l'amplitude du pic en fonction de la fréquence f_0.

VI.1. Calcul et analyse de la distribution des états d'interface en fonction des différents traitements:

Pour le calcul de la distribution des états d'interface Nss(E) on a besoin de connaître la capacité d'oxyde Cox. Cependant la saturation en polarisation directe des courbes C(V) sur nos structures n'est pas toujours atteinte (la structure ne pouvant pas être mise en régime d'accumulation) et de ce fait rend la détermination de la capacité d'oxyde délicate pour la plupart des structures. Dans ce cas là nous l'avons remplacée dans nos calculs par la capacité maximale mesurée.

Pour chaque échantillon on a calculé la distribution des états d'interface: les valeurs minimales et maximales obtenues sont résumées dans le tableau-III.

	SNPD (non traité)	SNPO (H_2 atomique: t_{ox}=15min)	SNPS (plasma H_2)	SNPM (H_2 atomique: t_{ox}=1min)
Nss_{min} ($cm^{-2}eV^{-1}$)	$1,0x10^{12}$	$1,0x10^{12}$	$2,0x10^{12}$	$5,0x10^{11}$
Nss_{max} ($cm^{-2}eV^{-1}$)	$1,6x10^{13}$	$9,0x10^{12}$	$4,0x10^{12}$	$2,8x10^{12}$
Nss Terman ($cm^{-2}eV^{-1}$)	$8,3x10^{12}$	$4,5x10^{12}$	----------	$3,7x10^{12}$

Tableau-III

Les spectres sont donnés sur la figures-A.11. On constate alors que les densités d'états d'interface minimales obtenues sont de l'ordre de $10^{12}cm^{-2}eV^{-1}$ et un bon accord entre les valeurs donné par la spectroscopie DLTS et la méthode de Terman.

D'après la figure-A.11, on peut faire les remarques suivantes:

1°) Pour l'échantillon SNPD, non traité hydrogène, la distribution de la densité d'états d'interface présente un maximum ($1,6x10^{13}cm^{-2}eV^{-1}$) vers 0,5eV en-dessous de la bande de conduction.

2°) Pour les échantillons traités à l'hydrogène atomique pendant 10s, le résultat dépend de la durée d'oxydation:

- Pour une durée d'oxydation de 1mn (SNPM) on constate que la distribution de la densité d'états d'interface varie peu autour de $5x10^{11}cm^{-2}eV^{-1}$ entre 0,2eV et 0,6eV en-dessous de la bande de conduction.

- Pour une durée d'oxydation de 15mn (SNPO) on constate une diminution de la densité d'états d'interface (par rapport à celui non traité hydrogène(SNPD)) avec un décalage vers les basses énergies, le maximum ($9x10^{12}cm^{-2}eV^{-1}$) se situe vers 0,4eV en-dessous de la bande de conduction.

En ce qui concerne l'effet du traitement hydrogène atomique[13], Y.F. Chen et al.[11-1992] ont aussi observé une diminution de la concentration du défaut.

3°) Pour l'échantillon (SNPS) traité en hydrogène plasma pendant 1s, on constate que la densité d'états d'interface a diminué considérablement tout en présentant un maximum ($4x10^{12}cm^{-2}eV^{-1}$) vers 0,5eV en-dessous de la bande de conduction dans la même plage d'énergie que le non traité hydrogène (SNPD).

D'après les trois cas cités précédemment, on constate que les niveaux d'énergies provenant de l'oxydation sont toujours situés dans la partie supérieure du gap avec ou sans traitement hydrogène. Il semble donc que ce soient des états localisés à l'interface avec une profondeur moyenne différente suivant les traitements subis par chaque échantillon.

On donnera ultérieurement (partie B) plus de détails sur l'analyse des distributions des états d'interface obtenues, l'ancrage du niveau de Fermi et une comparaison avec les résultats de la littérature.

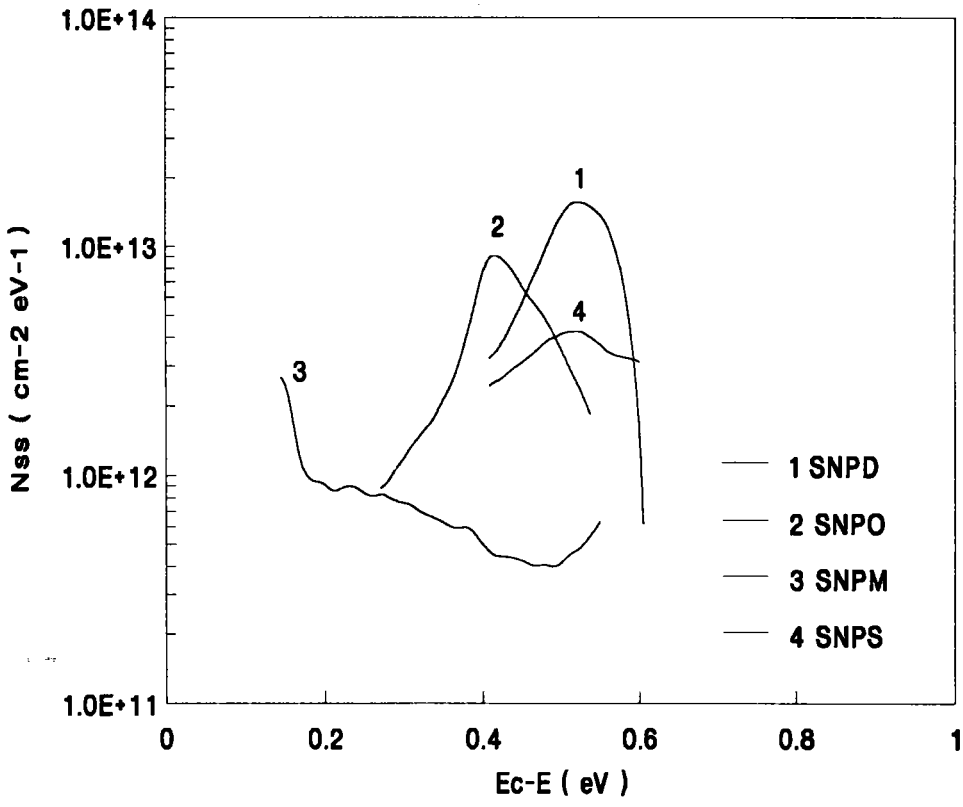


Figure-A.11: Distribution de la densité d'états d'interface (Nss) en fonction de l'énergie (Ec-E): (1) non traité hydrogène (SNPD), (2) hydrogène atomique: t_{ox}=15min (SNPO), (3) hydrogène atomique: t_{ox}=1min (SNPM) et (4) hydrogène plasma (SNPS)

VI.2. Décomposition du pic à température ambiante:

VI.2.1. Méthode de décomposition:

Pour déterminer les composantes contribuant à l'existence du pic large observé expérimentalement, on a relevé les transitoires de capacité, à différentes températures, autour de la température du pic et on suppose que le transitoire s'écrit sous forme d'une somme d'exponentielles:

$$C(t) = \sum_i C_i \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_i} \right) \right] \qquad (1)$$

On suppose alors l'existence de deux composantes seulement, soit:

$$C(t) = C_1 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1} \right) \right] + C_2 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2} \right) \right] \qquad (2)$$

A partir de la dérivée de ce transitoire de capacité, on extrait les paramètres C_i et τ_i de chaque composante, en supposant que $\tau_1 << \tau_2$, ce qui fait que pour $t >> \tau_1$ le signal sera approché par une seule exponentielle à grande constante de temps.

Ces valeurs approchées des paramètres C_1, C_2, τ_1 et τ_2 seront les valeurs initiales du programme d'optimisation qui ajuste le spectre mesuré et calculé, par la méthode des moindres carrés, pour affiner les paramètres déterminés expérimentalement.

VI.2.2. Résultats:

Cette méthode a été appliquée pour décomposer le pic à température ambiante des échantillons SNPD et SNPS. Le calcul de simulation des transitoires de capacité montre que l'hypothèse avancée est acceptable, le transitoire de capacité calculé est en bon accord avec le transitoire relevé expérimentalement à différentes températures comme le montrent les quatre courbes de la figure-A.12. Les constantes de temps de chaque composante étant déterminées, on utilise alors la méthode de Lang[4] pour déterminer les paramètres de chaque composante.

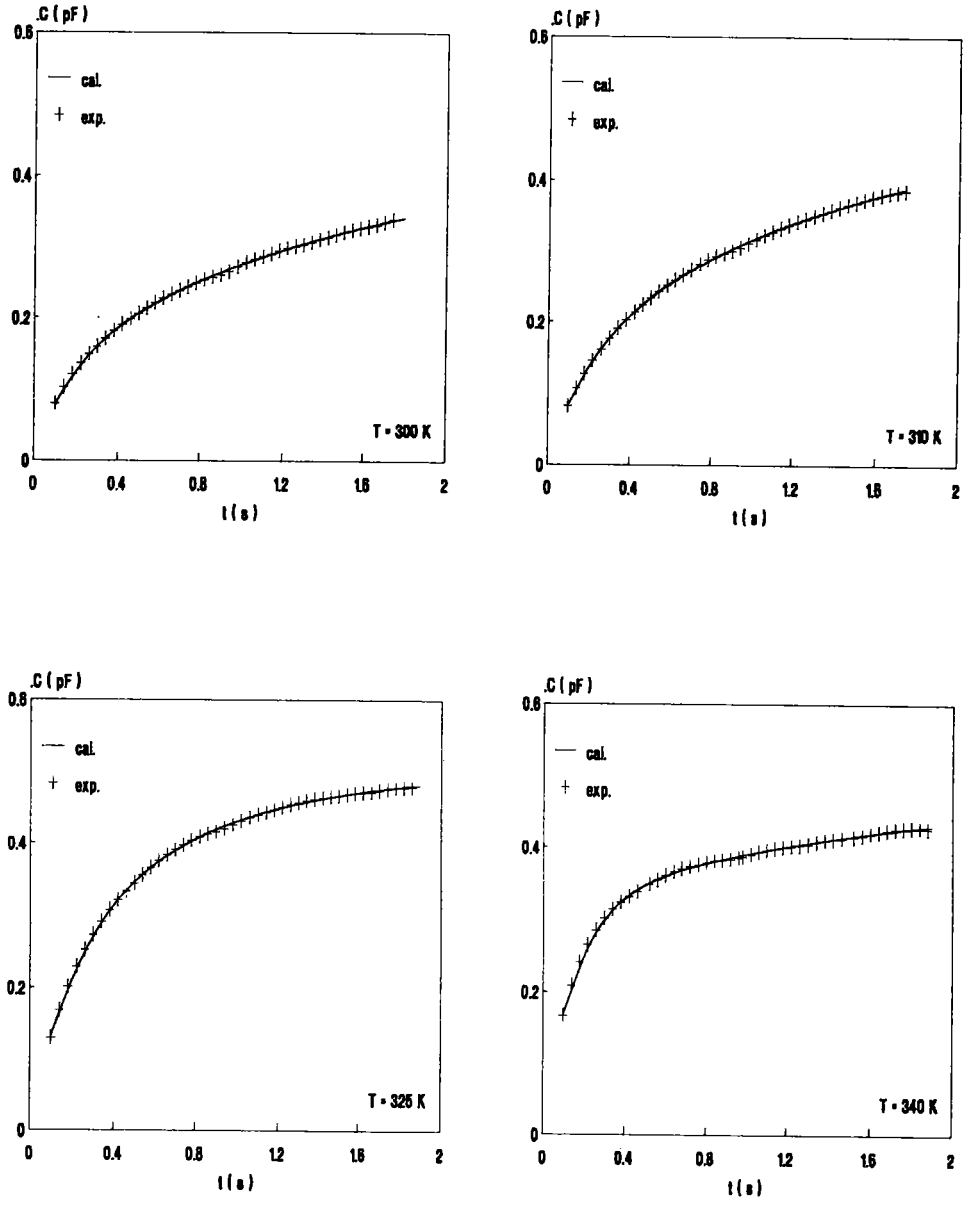


Figure-A.12: transitoires mesurés comparés aux transitoires calculés à différentes températures (modèle à deux exponentielles).

Les signatures correspondant aux composantes 1 et 2 pour les échantillons SNPD et SNPS sont données sur la figure-A.13.

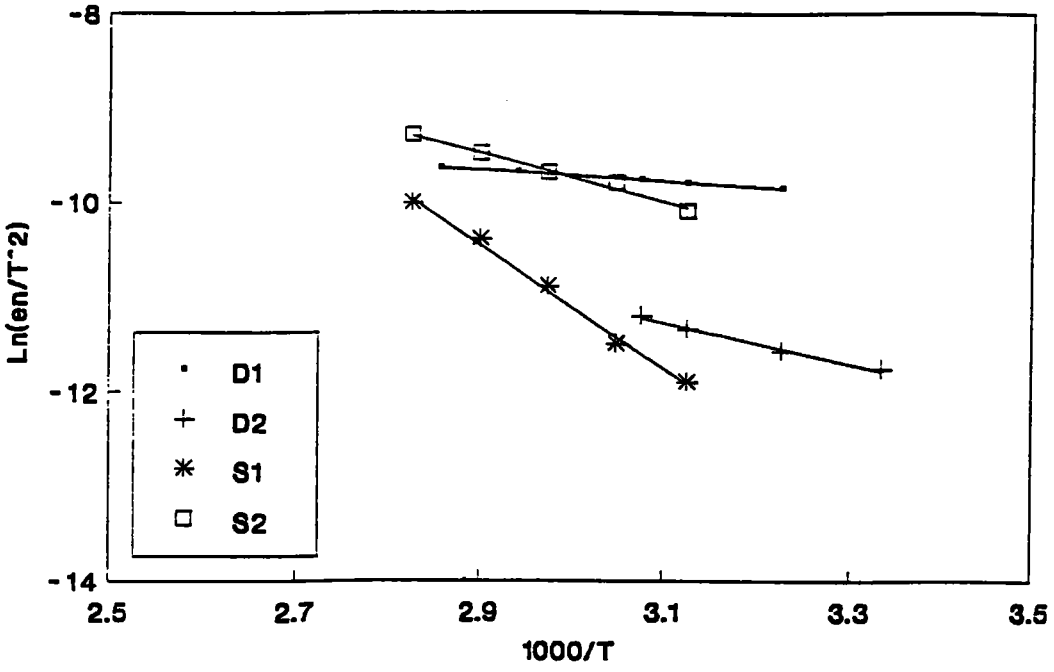


Figure-A.13: Signature des composantes D1,2 et S1,2 pour les échantillons SNPD et SNPS respectivement.

Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau-IV ci-dessous:

		Ea (eV)	σ_n (cm^2)	N_T (cm^{-3})
SNPD	1	0,46	$5{,}0 \times 10^{-18}$	$2{,}6 \times 10^{15}$
(Non traité H_2)	2	0,20	$5{,}0 \times 10^{-22}$	$1{,}0 \times 10^{15}$
SNPS	1	0,62	$1{,}3 \times 10^{-16}$	$2{,}8 \times 10^{14}$
(Plasma H_2)	2	0,19	$1{,}7 \times 10^{-22}$	$1{,}6 \times 10^{15}$

Tableau-IV

D'après le tableau-IV, ci-dessus, on peut faire les remarques suivantes:

(i) La composante 2 pour chaque échantillon est pratiquement la même et semble donc indépendante du traitement subi par chaque échantillon. D'après la faible valeur de la section efficace de capture (de l'ordre de $10^{-22}cm^2$) ce défaut pourrait correspondre à des états lents, par exemple des pièges d'oxyde situés au voisinage de l'interface et échangeant les porteurs avec le semi-conducteur par un mécanisme tunnel. Par suite, la section efficace de capture obtenue serait une "section efficace effective tunnel"; l'énergie d'activation ne pourrait alors plus être déduite du spectre DLTS par la méthode classique de Lang(4).

(ii) Par contre, pour la composante 1 le traitement hydrogène plasma augmente la valeur de l'énergie d'activation et de la section efficace de capture, la densité du défaut étant diminuée d'un facteur 10 environ.

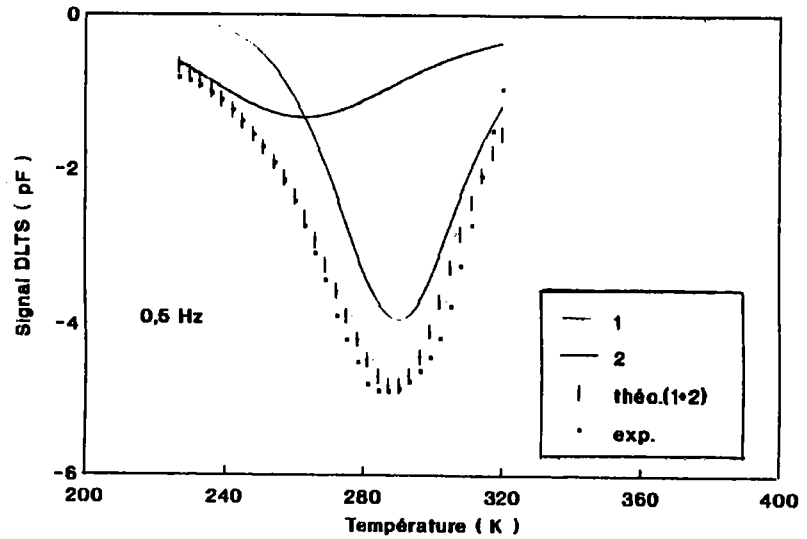
Pour SNPD, non traité hydrogène, le calcul de simulation avec ces paramètres à différentes fréquences (0,5; 1 et 10Hz), montre un bon accord entre le spectre expérimental et le spectre reconstruit à partir de ces deux composantes (figure-A.14). On constate alors que cette décomposition reproduit la variation anormale de l'amplitude du pic avec la fréquence.

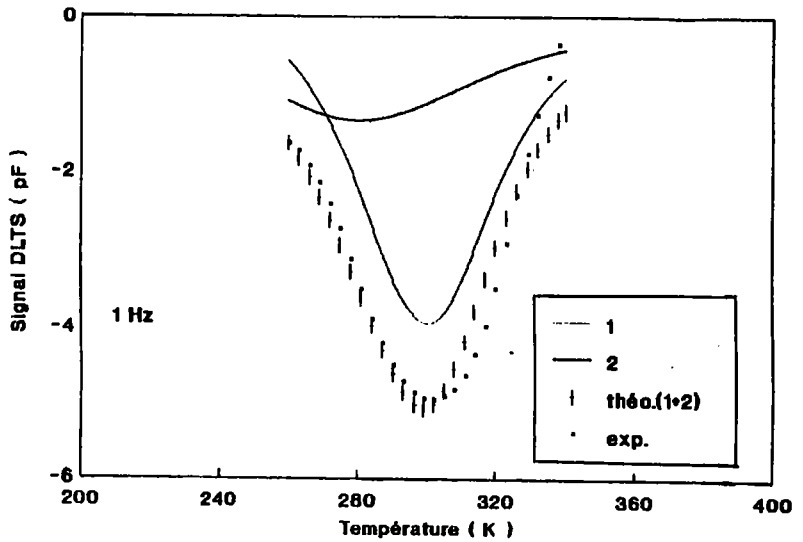
Cette décomposition en deux défauts uniques est une première approche acceptable et encourageante malgré les écarts qui subsistent entre le spectre calculé et le spectre expérimental que l'on ne peut ignorer.

En effet, l'ensemble de ces résultats ne permet pas de préciser la nature du (ou des) défaut observé, ni sa localisation exacte soit à la surface du semi-conducteur soit dans l'oxyde au voisinage de l'interface.

Dans la partie B de ce chapitre, une autre hypothèse sera émise pour expliquer cette augmentation anormale de l'amplitude du signal DLTS avec la fréquence: les fuites de courant. En effet on montrera que ce phénomène peut dans certains cas être à l'origine de cette anomalie.

Pour SNPS, traité en plasma hydrogène, le calcul de simulation avec ces paramètres à différentes fréquences (0,5 et 1Hz), montre un bon accord à 0,5Hz (figure-A.15) mais pas à 1Hz. Ceci est probablement dû au fait que ce pic est plus complexe, il peut résulter de la contribution de défauts de volume et d'états d'interface et donc, ne pas être décrit par un modèle simple à deux niveaux.





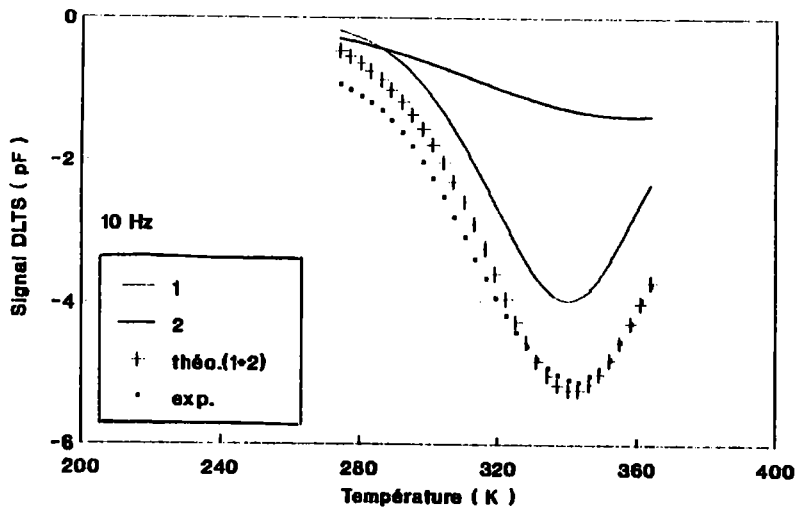
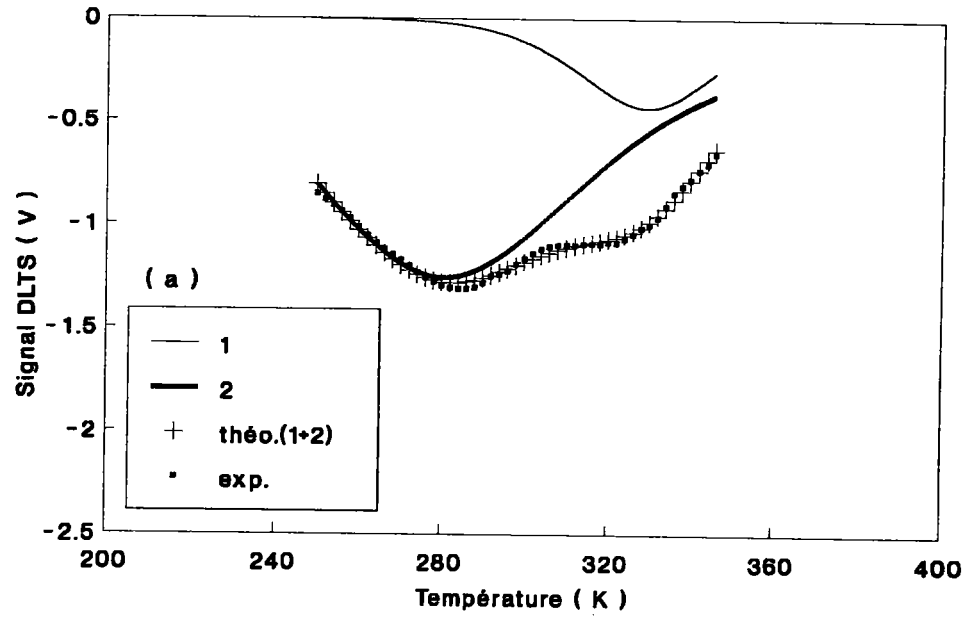


Figure-A.14: Spectres mesurés et spectres calculés à différentes fréquences pour l'échantillon SNPD.



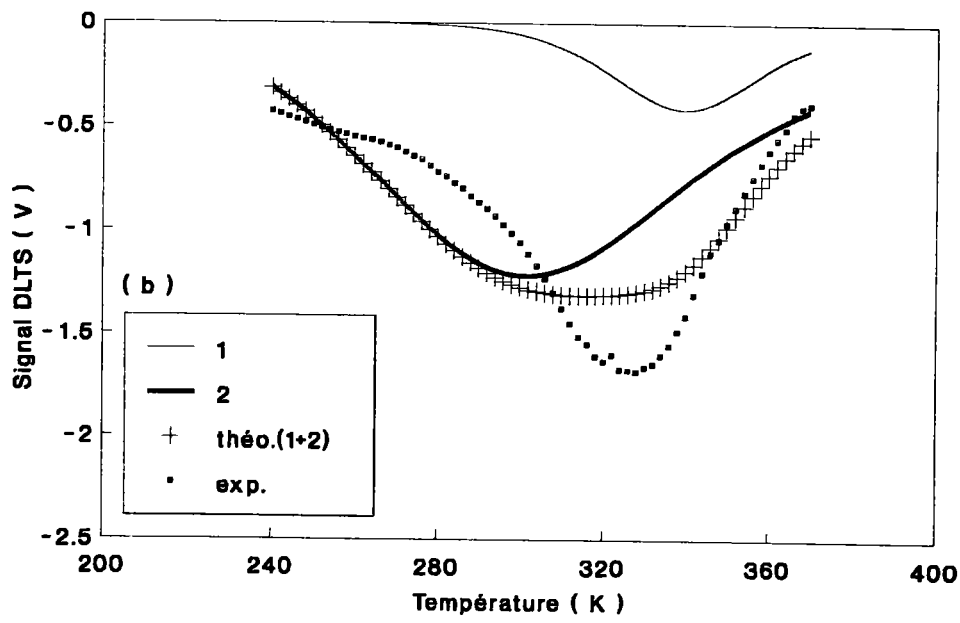


Figure-A.15: Spectres mesurés et spectres calculés pour l'échantillon SNPS à: (a) f_0=0,5Hz et (b) f_0=1Hz .

VII. CONCLUSION:

L'étude DLTS a révélé l'existence de trois pics entre 80 et 250K, correspondant à des défauts de volume déjà observés dans des diodes Schottky Au/InP(n).

Au delà de 250K, on observe un pic large relié au processus d'oxydation et attribué aux états d'interface d'après son comportement en fonction des conditions expérimentales, situées entre 0,4 et 0,5eV sous la bande de conduction et dont la position et l'amplitude sont affectées par le traitement hydrogène. La décomposition de ce pic nous a permis d'approcher les composantes qui contribuent à son existence, tout en retrouvant par le calcul la variation anormale de l'amplitude du pic avec la fréquence, dans le cas des échantillons non traités hydrogène.

Nous avons pu montrer, par la spectroscopie DLTS, la complexité du défaut observé et noter son évolution en fonction des différents traitements et des différents paramètres de mesure DLTS. Les résultats DLTS ne permettent pas de préciser l'origine physique des défauts observés, néanmoins la comparaison avec les valeurs données dans la littérature peut aider à avancer un certains nombre d'hypothèses sur cette origine.

Les inconvénients présentés par le réacteur sont liés à la pollution provenant des aimants et des filaments internes à l'enceinte plasma. Il s'est avéré nécessaire de réaliser un nouveau réacteur mieux adapté à ce type de passivation. Les résultats obtenus sur les échantillons fabriqués dans ce nouveau réacteur seront exposés dans la partie B de ce chapitre.

PARTIE B:
RESULTATS OBTENUS DANS LE SECOND REACTEUR

I. INTRODUCTION:

Dans la partie A de ce chapitre, nous avons exposé les résultats obtenus sur les structures fabriquées dans le réacteur 1. Ce dernier présentait de nombreux inconvénients:

(i) L'utilisation d'un groupe de pompage classique sans piège à azote liquide peut être une source de pollution importante.

(ii) La contamination par les filaments qui résulte de leur sublimation et/ou de leur oxydation.

(iii) Les instabilités plasma qui résultent de la modification de l'état des électrodes pendant la décharge.

(iv) Ce dispositif n'était pas équipé d'un sas d'introduction des échantillons, ce qui augmente les risques de pollution du réacteur par des remises à l'air successives, fragilise davantage les filaments dont la durée de vie est limitée et augmente considérablement le temps consacré aux interventions mécaniques sur le réacteur.

Par conséquent la réalisation d'un réacteur mieux adapté aux conditions de propreté et de manipulations requises pour le traitement de l'InP s'imposait. Ce réacteur a été réalisé au Laboratoire de Physique des Milieux Ionisés (LPMI) de l'Université de Nancy I et est décrit à la suite de cette introduction.

Dans cette partie, nous allons présenter les principaux résultats obtenus sur les structures fabriquées dans ce nouveau réacteur. Une étude DLTS d'échantillons élaborés sur trois substrats, InP de type n, d'origines différentes (Sumitomo, Crystacomm et Métaux spéciaux) a été réalisée. Cette étude a été faite de façon systématique sur des structures Schottky et Schottky oxydées afin d'établir un lien éventuel entre les défauts observés, le type de substrat et le processus d'oxydation.

II. DESCRIPTION DU REACTEUR 2:

L'enceinte est de volume réduit (50l), ses parois jouent le rôle d'anode, la cage multipolaire est extérieure à l'enceinte (Figure-B.1). La géométrie de la cage est hautement symétrique pour limiter les discontinuités des lignes de force.

L'excitation du plasma se fait par une cathode chaude (filaments de tungstène ou de tantale) en fonctionnement habituel, mais une excitation micro-onde pourra y être adaptée, afin de supprimer la pollution due à la cathode (voir chapitre IV). Les filaments sont chauffés à l'aide d'une alimentation stabilisée en tension, ils sont polarisés négativement par rapport à l'enceinte, qui est à la masse, au moyen d'une alimentation régulée en courant.

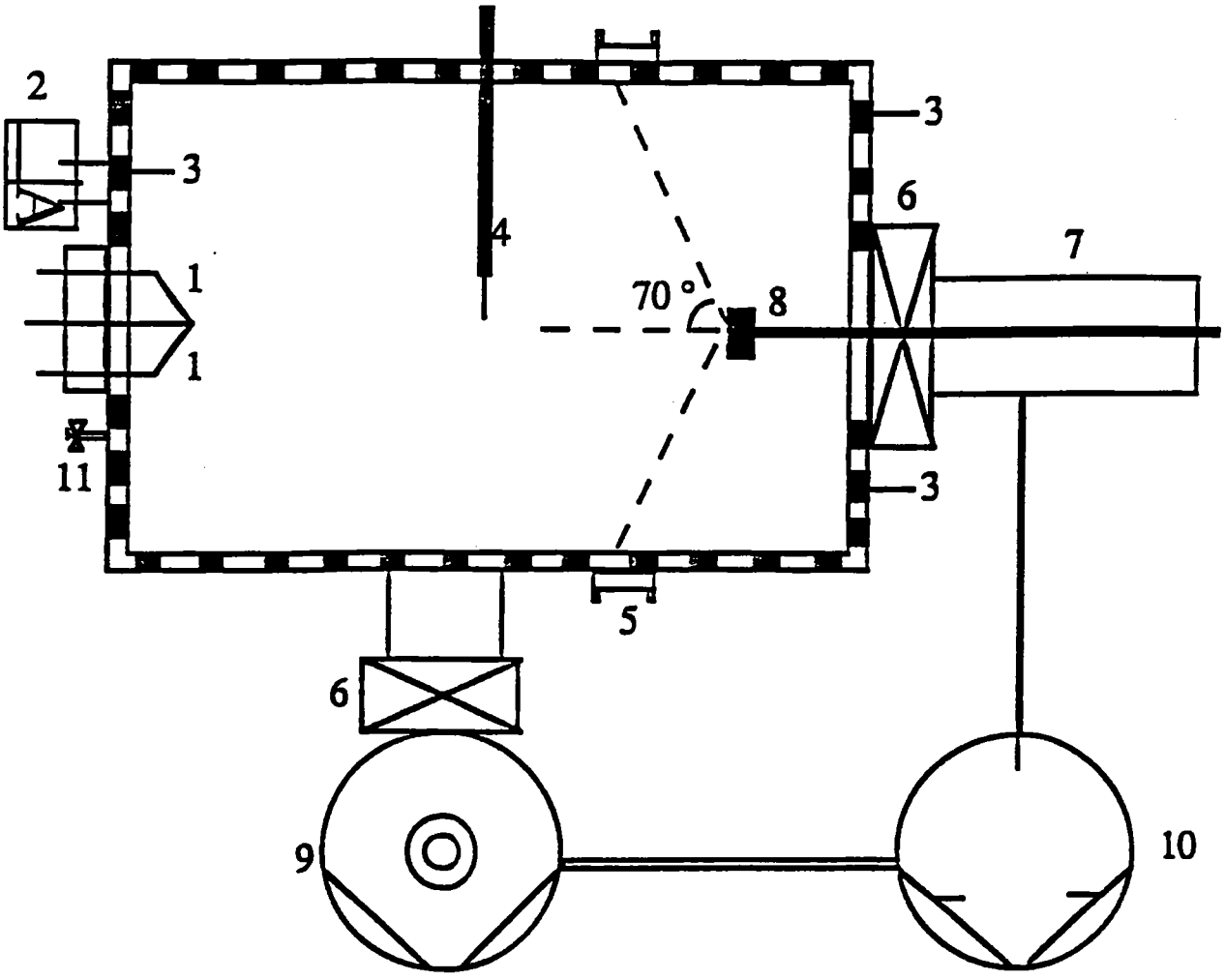
L'utilisation d'une telle alimentation permet de contrôler le courant de décharge; la tension de décharge évolue au cours du temps de façon à compenser l'évolution de la surface émissive au cours du traitement (érosion du filament par oxydation et pulvérisation cathodique). La durée de vie maximale de la cathode est d'environ 40 minutes pour des filaments de tantale de 0,3mm de diamètre.

Un sas isolé du reste du réacteur par une vanne tiroir permet l'introduction des échantillons ou les traitements hors plasma en écoulement.

La bride support du filament peut être remplacée par une excitation micro-onde à la résonance cyclotron électronique (voir chapitre IV).

Deux paires de hublots, situées, l'une dans un plan horizontal, l'autre dans un plan vertical et orientés chacun à 70° par rapport à l'axe du réacteur, ont été installées en vue de l'utilisation ultérieure d'un ellipsomètre in-situ pour suivre en temps réel l'évolution de la surface du substrat pendant les différentes étapes du traitement.

Une sonde de Langmuir, reliée à un banc de mesures automatisé, permet de contrôler en permanence le plasma pendant le processus de traitement.



1: filament en tungstène
2: lecteur de pression
3: cage multipolaire externe
4: sonde électrostatique
5: hublots à 70°
6: vanne tiroir d'isolation
7: sas
8: porte substrat
9: pompe turbomoléculaire
10: pompe primaire
11: entrée de gaz

Figure-B.1: Schéma du deuxième réacteur plasma multipolaire (réacteur2) (d'après la référence (1)).

III. METHODOLOGIE:

La préparation des échantillons étudiés a été effectuée au LEPI (Laboratoire d'Electronique et de Physique des Interfaces) de l'Université de Nancy I.

III.1. Choix des substrats:

Les substrats sont dans tous les cas de l'InP (100) de type n non volontairement dopé; nous donnons ci-dessous les caractéristiques indiquées par les différents fournisseurs:

	$N_D(cm^{-3})$	Mobilité ($cm^2V^{-1}s^{-1}$)	Résistivité (Ωcm)
Métaux spéciaux	10^{16}	2600	$2,2\ 10^{-1}$
Sumitomo	$<10^{16}$	------	------
Crystacomm	$4,9\ 10^{15}$	4590	$2,7\ 10^{-1}$

Tableau-I

Le choix de travailler avec trois substrats de différentes origines et la caractérisation systématique de diodes Schottky à base de ces substrats, ont été fait dans le but de comparer les résultats obtenus et de voir l'influence de la qualité de chaque type de substrat avant tout traitement préalable.

III.2. Préparation de la surface:

Cette phase est extrêmement importante puisqu'elle va conditionner les propriétés de l'interface et parfois quelle que soit la nature des traitements ultérieurs. La méthode proposée a été testée par la réalisation et la caractérisation systématique de diodes Schottky. Les différentes étapes sont les suivantes:

1) Nettoyage de la face non polie:

- Décapage chimique par HCl (1:3) pendant 2mn.

- Rinçages: eau désionisée, alcool pur.

2) Formation du contact ohmique:

- Evaporation sous vide de l'eutectique Au-Ge (88% Au; 12% Ge) puis Au.

- Recuit éventuel.

3) Découpage du substrat en échantillons de 7mmx7mm.

4) Nettoyage de la face polie:

- Décapage chimique par HCl (1:4) pendant 2 mn.

- Rinçages: eau désionisée, éthanol.

III.3. Préparation des diodes:

Sur la face oxydée, on évapore, à travers un masque, des électrodes Titane/Or. Les diodes MIS ou MS Schottky sont alors prêtes pour une caractérisation électrique. Certains échantillons destinés plus particulièrement à une caractérisation optique et physico-chimique ne font l'objet d'aucun dépôt. Les échantillons sont ensuite recuits sous azote, sous une pression de 0,2mbar, à une température de 200°C et pendant 15 minutes.

On donne dans le tableau-II les conditions de réalisation des échantillons étudiés par spectroscopie DLTS, ainsi que les meilleurs résultats des caractérisations optiques et électriques.

Les échantillons et les diodes sont repérés par le code suivant, dans l'ordre:- 1° lettre: année A: 1990, B: 1991.-2° lettre: origine C: Crystacomm, M: Métaux Spéciaux, S: Sumitomo.-1° chiffre: numéro de la demi plaquette.-3° lettre: identification du traitement: M: Schottky oxydée, S: Schottky.-4° lettre: repère de la position de l'échantillon sur la demi plaquette.-2° chiffre: numéro de la diode étudiée (uniquement pour les caractérisations électriques).

Echantillons	AC1MN	AC1MS	BC2MF	BS2MM	BS2MS	BM1ML	BM1MM	BM2MM
Plasma Oxygène	28 min	27 min	30 min	28 min	30 min	28 min	30 min	1min30s
Filament	Ta	W	Ta	Ta	Ta	Ta	Ta	Ta
Potentiel échantillon	Flottant	Masse	Flottant	Flottant	Flottant	Flottant	Flottant	
Puissance plasma (W)	160	160	100	100	100	100	100	100
Pression (mbar)	4x10-4	4x10-4	$4x10^{-4}$	10^{-3}	10^{-3}	10^{-3}	$4x10^{-4}$	10^{-3}
T (°C) échantillon	120	270	106	88	95	94	93	37
Epaisseur oxyde (Å)(*)	120	139	160	238	240	258	85	68
Indice réfraction	2,1	1,5		1,8			1,9	1.77
J (-1V) A/cm^2	10^{-5}	$5x10^{-5}$	$8x10^{-5}$	$2x10^{-7}$	10^{-7}	$1,5x10^{-7}$	$4x10^{-5}$	
Cmax (nF)	6	2	4,5	7	5	4	20	

Tableau-II

(*) Les mesures d'épaisseur sont effectuées, au LEPI, par ellipsométrie.

L'utilisation de filaments de tantale dont le taux de pulvérisation est plus grand que les précédents a contribuée à la formation d'oxyde de tantale (Ta_2O_5) sur la surface de l'InP. En effet, des mesures ESCA ont permis de confirmer ce résultat (figure-B.2). Normalement, le doublet Ta(4f) métallique se trouve respectivement à 21,7eV et 23,5eV alors que sur la figure-B.2 on les trouve à 26,9eV et 28,7eV. Ce déplacement de 5,2eV correspond à celui de la liaison chimique Ta_2O_5.

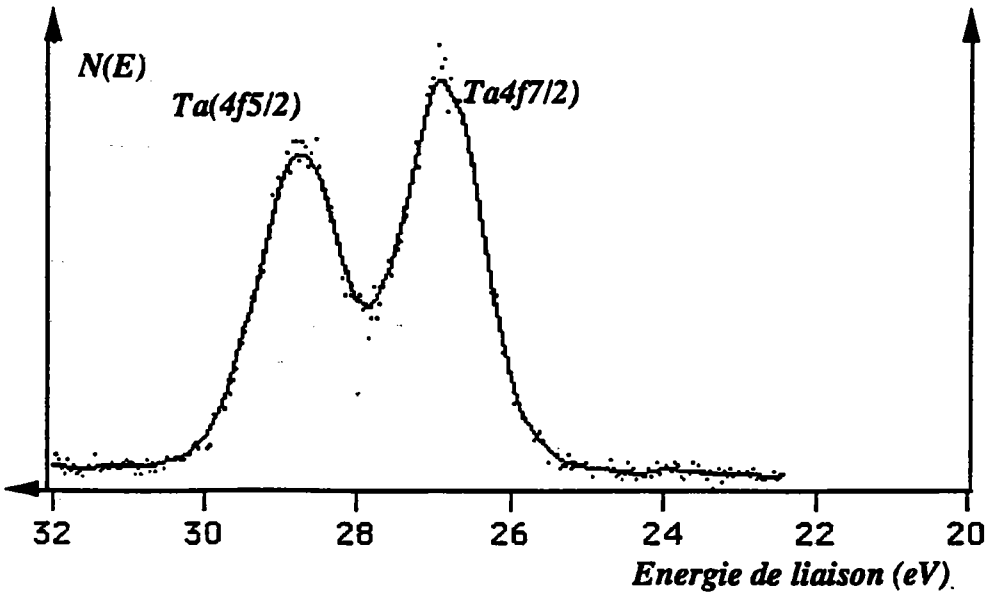


Figure-B.2: Vue exaltée (à partir d'un spectre ESCA) du doublet Ta(4f) illustrant l'existence de Ta_2O_5. (d'après la référence 23)

IV. MESURES CAPACITE-TENSION ET COURANT-TENSION:

Ce paragraphe résume les résultats obtenus au LEPI (Laboratoire d'Electronique et de Physique des Interfaces) de l'Université de NancyI.

IV.1. Caractéristiques C(V) à différentes fréquences:

Dans la partie A de ce chapitre, on a montré l'influence d'un prétraitement hydrogène[13] sur les caractéristiques C(V) à 1MHz: cet effet consiste essentiellement en une réduction de l'hystérésis. Dans le nouveau réacteur on observe une diminution considérable de la tension de décalage entre la caractéristique expérimentale et la caractéristique idéale (tension de bande plate) qui est le plus souvent de 0,2V au lieu de 1V pour les échantillons traités dans l'ancienne enceinte, ainsi qu'une réduction sensible de l'hystérésis, même sans traitement préalable en hydrogène.

Les mesures effectuées à 1KHz, 10KHz, 100KHz et 1MHz (figures-B.3 (a), (b) et (c)) montrent une dispersion très atténuée entre 10KHz et 1MHz sur les structures formées dans un plasma de faible puissance (100W). Des comportements moins favorables ont été observés avec les diodes formées à 200W. L'origine de ce phénomène n'est probablement pas due uniquement à la présence d'états d'interface mais doit être liée aussi à la conductance de la couche isolante (les courants inverses des diodes formées à 100W sont très faibles) et à la dispersion de la constante diélectrique.

Les figures-B.4, montrent des courbes C(V) typiques, à 1MHz, pour les trois substrats, le cycle d'hystérésis est décrit dans le sens des aiguilles d'une montre, ce qui est significatif d'une injection de charges négatives dans la couche d'oxyde et à une présence d'états d'interface au niveau de l'interface oxyde/InP.

Le cycle d'hystérésis varie avec la tension de polarisation et la vitesse de balayage, phénomène généralement attribué à l'émission et la capture des électrons par les états d'interface(15) et des états pièges internes à l'oxyde.

La saturation en polarisation directe des courbes C(V) est très difficile à atteindre dans la plupart des cas d'où la difficulté de déterminer la valeur de la capacité d'oxyde Cox à partir de ces courbes avec certitude; dans ce cas là on la remplace par la capacité maximale mesurée.

Les densités apparentes de donneurs, pour chaque substrat, sont calculées à partir des courbes $1/C^2$ en fonction de la tension (figure-B.5) pour les diodes Schottky et les diodes Schottky oxydées; pour les premières, la densité des donneurs déduite est proche de celle qui est indiquée par le fournisseur. Par contre les diodes multipolaires font apparaître une densité apparente plus élevée.

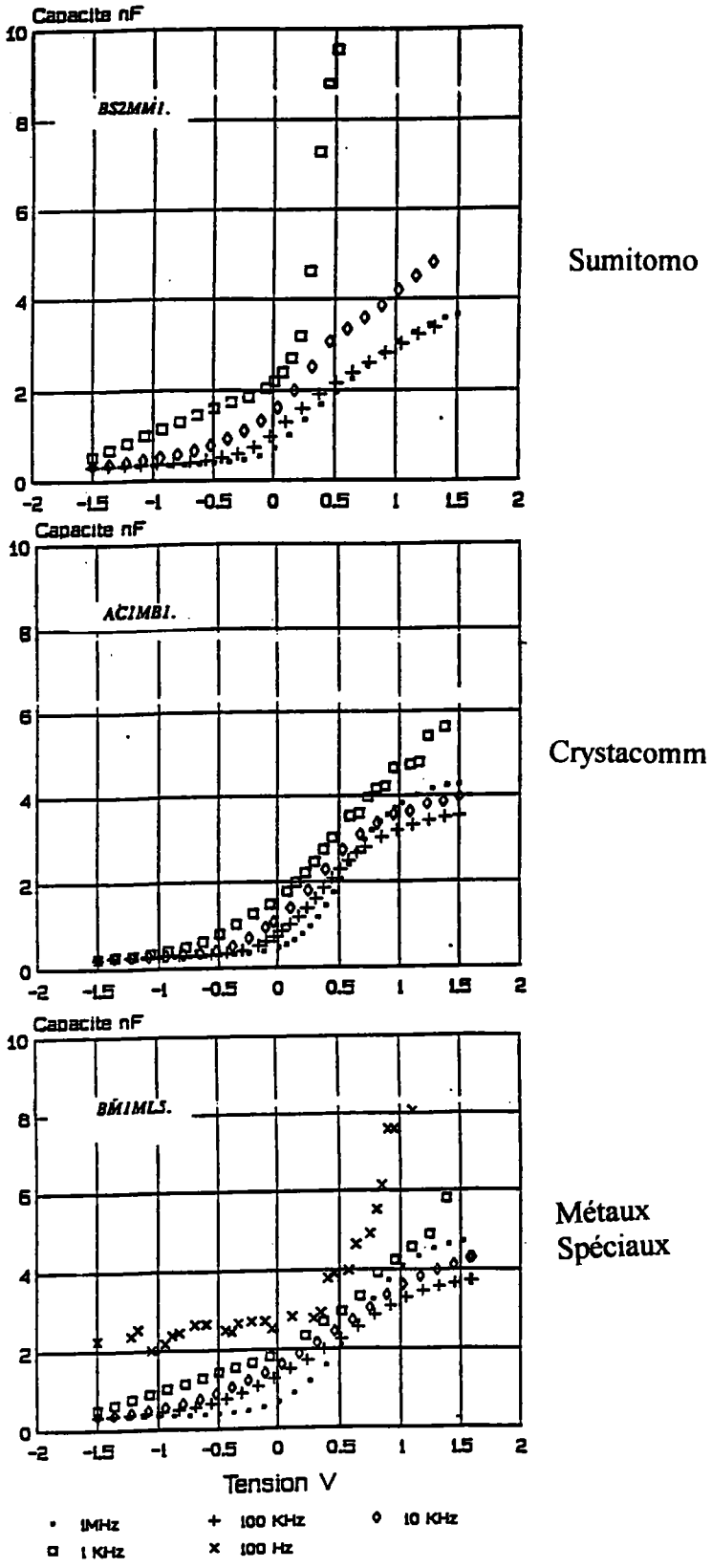


Figure-B.3: Courbes C(V) à 1KHz, 10KHz, 100KHz et 1MHz pour les trois substrats.

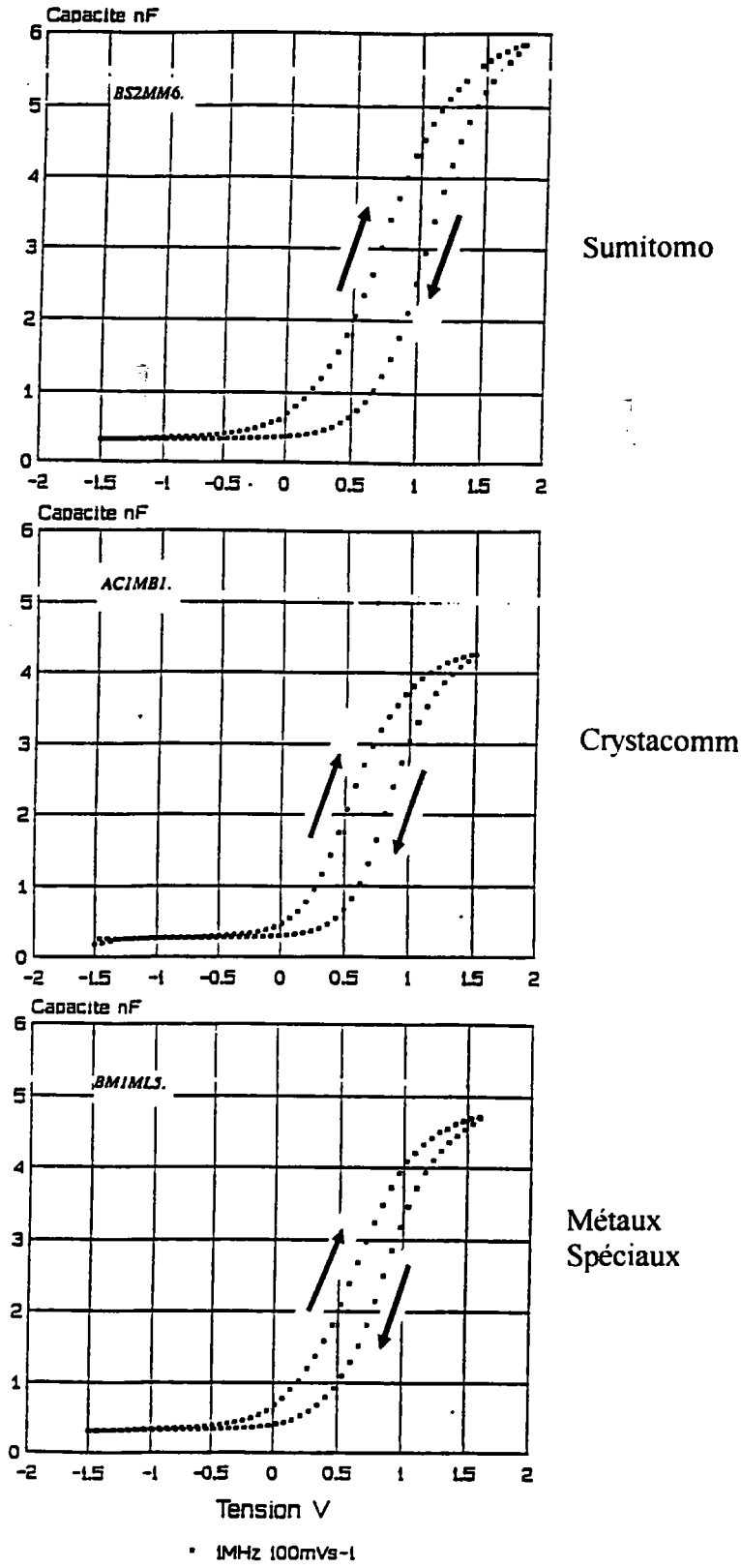


Figure-B.4: Courbes C(V) à 1MHz pour les trois substrats.

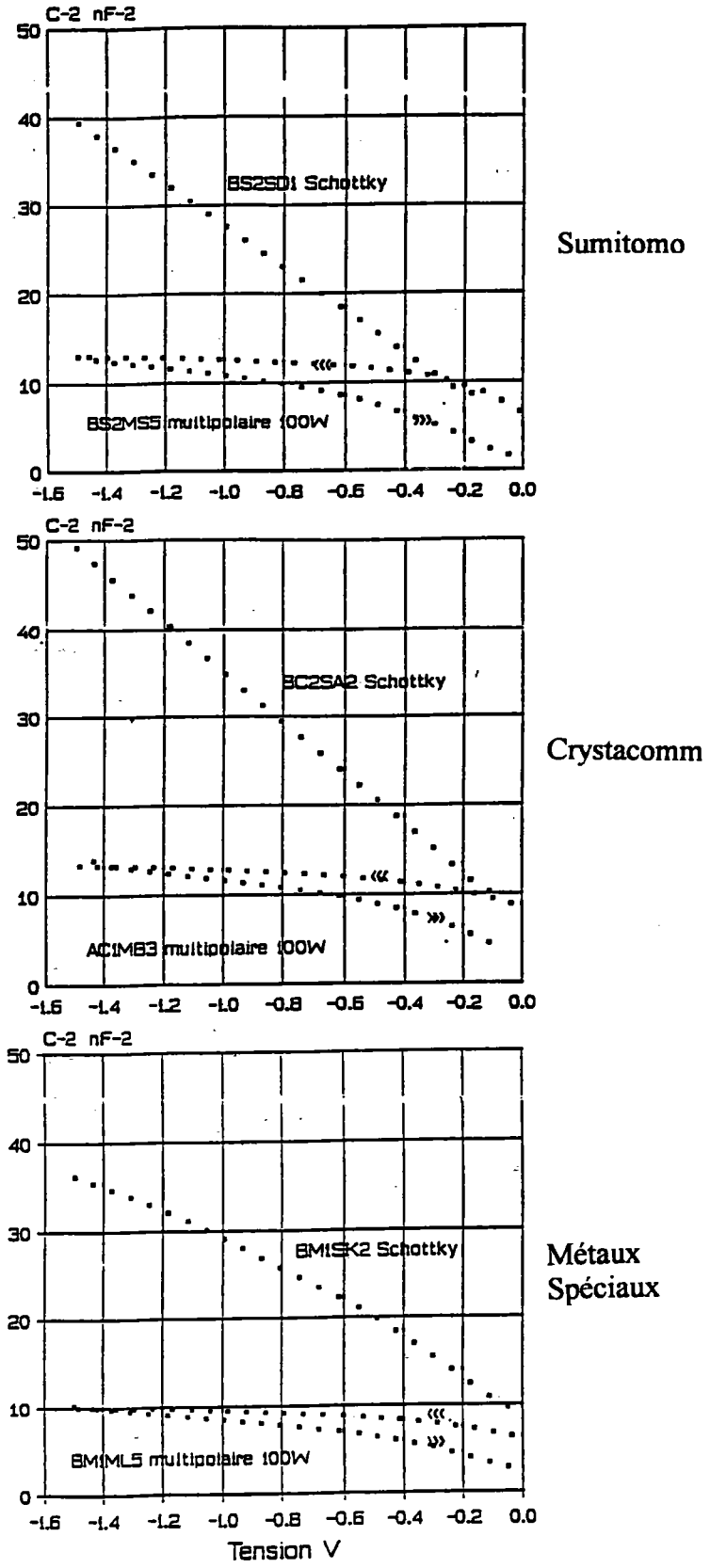


Figure-B.5: courbes $C^{-2}(V)$ pour les trois substrats.

IV.2. Caractéristiques J(V):

Des mesures de caractéristiques J(V) à différentes températures ont été réalisées afin d'étudier le transport de courant. Ces caractéristiques montrent que l'émission thermoionique est certainement prépondérante entre 200 et 400K, compte tenu de la linéarité des courbes $Ln(J_S/T^2)$ en fonction de (1000/T) et de la faible variation du facteur n dans cette gamme de température.

Les courbes mesurées sur les six diodes d'une même plaquette montrent une légère dispersion des résultats. D'une plaquette à l'autre traitée dans les mêmes conditions (puissance: 100W, pression: 10^{-3}mbar, durée: 30min.) la dispersion reste assez faible. En s'appuyant sur l'effet thermoionique, on peut déduire des caractéristiques J(V) une barrière équivalente Φ_B et un facteur d'idéalité n pour les différents substrats. Les domaines de variation de ces deux paramètres sont donnés dans le tableau-III ci-dessous pour les structures Schottky oxydées : le nombre indiqué entre parenthèses indique le nombre de diodes par plaquette dont le mécanisme de transport prépondérant est l'émission thermoionique.

	Φ_B(eV)	n
Crystacomm (6)	0,65 à 0,77	1,38 à 1,90
Métaux spéciaux (3)	0,62 à 0,70	1,21 à 1,68
Sumitomo (4)	0,69 à 0,79	1,19 à 2,00

Tableau-III

Certaines caractéristiques ne peuvent pas être interprétées de cette manière. Par contre les diodes Schottky réalisées sur ces trois matériaux présentent des résultats assez homogènes: les barrières obtenues sont proches de 0,4eV et des facteurs d'idéalité très voisins de 1,00 sont mesurés sur les diodes formées avec des substrats "jeunes".

Les valeurs "typiques" (le plus souvent mesurées) de Φ_B et n visibles sur les courbes sont données ci-dessous respectivement pour la diode Schottky et pour la diode formée sur substrat oxydé en plasma multipolaire (dernière ligne du tableau-IV).

Crystacomm		Métaux spéciaux		Sumitomo	
Φ_B(eV)	n	Φ_B(eV)	n	Φ_B(eV)	n
0,43	1,36	0,46	1,07	0,40	1,19
0,65	1,90	0,70	1,45	0,71	1,36

Tableau-IV

La figure-B.6 montre des caractéristiques J(V) mesurées à température ambiante sur des diodes Schottky et Schottky oxydées pour les trois substrats.

Les différentes mesures J(V) effectuées à température ambiante ou à différentes températures montrent que pour toutes les diodes Schottky la hauteur de barrière Schottky est très voisine de 0,4eV et pour les diodes Schottky oxydées la hauteur de barrière apparente obtenue atteint couramment 0,7eV pour les substrats Sumitomo et Métaux spéciaux et 0,65eV pour le substrat Crystacomm.

Les faibles courants inverses mesurés ($10^{-7}Acm^{-2}$) sont dus à une atténuation à travers l'isolant formé.

Il faut souligner que les valeurs de courants très faibles sont obtenues de manière reproductible à l'aide d'une oxydation plasma à faible puissance (100W).

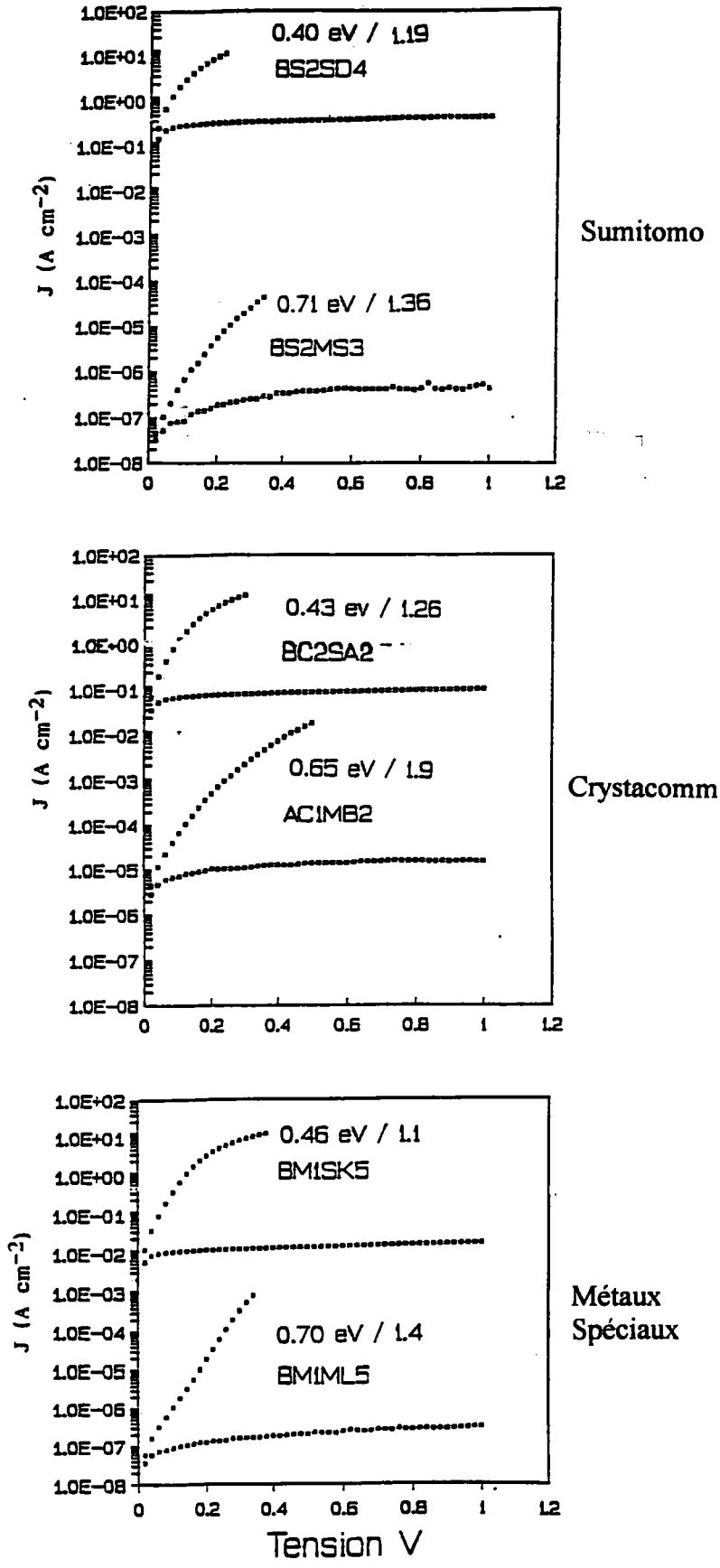


Figure-B.6: Courbes J(V) pour les trois substrats.

V. CARACTERISATION DES ECHANTILLONS PAR SPECTROSCOPIE DLTS:

Les spectres obtenus sont très différents suivant l'origine du cristal pour un même procédé technologique d'élaboration. Les mêmes spectres ont été réalisés sur des substrats oxydés. Ils montrent dans tous les cas une très forte augmentation de l'amplitude du signal DLTS, ceci étant probablement dû à une forte dégradation de la surface des substrats au cours de l'oxydation.

La caractéristique principale de ces spectres DLTS est qu'ils présentent un pic large entre 200 et 320K dont le comportement en fonction des paramètres de mesure DLTS (voir plus loin) montre que le défaut est de nature complexe et implique nécessairement des états d'interface. Ce pic large a également été observé sur les échantillons fabriqués dans l'ancienne enceinte. L'étude précédente (partie A de ce chapitre) nous avait permis de le décomposer en deux défauts discrets; néanmoins certains écarts entre le spectre calculé et le spectre expérimental subsistent et montrent qu'il ne correspond pas uniquement à la contribution de deux défauts uniques. Plusieurs auteurs ont observé, pour différents types d'oxydation, un pic large similaire à celui observé sur nos structures (voir partie A). Dans la suite, nous allons exposer les principaux résultats expérimentaux obtenus pour les différents substrats en fonction des paramètres de mesures.

Une étude particulière sera consacrée à l'analyse de la distribution des densités d'états d'interface dans le gap et à l'augmentation de l'amplitude du signal DLTS en fonction de la fenêtre d'émission. Des calculs de simulation, tenant compte des fuites de courant, des spectres mesurés seront exposés au §VI de cette partie.

V.1. Etude des structures Schottky:

Pour les structures Schottky, les pics DLTS présentent une saturation à un niveau de polarisation donné et un comportement permettant à priori de les attribuer à un défaut unique. En se basant sur cette hypothèse, on a entrepris une étude DLTS classique, à savoir: déterminer l'énergie d'activation et la section efficace de capture par la méthode de Lang[4]. Les résultats ainsi obtenus n'étaient pas très concluants, car les diagrammes d'Arrhénius obtenus ne présentaient pas une bonne linéarité et donc montraient qu'on n'était pas en présence d'un défaut unique.

Les diodes Schottky Sumitomo ayant été largement étudiées dans notre laboratoire(5), nos résultats seront plutôt consacrés aux deux nouveaux substrats: Crystacomm et Métaux spéciaux.

V.1.1. Schottky Crystacomm:

Sur la figure-B.7 on montre les spectres DLTS en fonction de différentes: (a) hauteurs Vm (b) largeurs tp et (c) fréquences f_0. On observe une saturation pour Vm=2V et pour tp= 10ms.

Si l'on considère l'évolution des spectres DLTS sur la figure-B.7, sans tenir compte des spectres où Vm est supérieur à 2V et de l'augmentation anormale de l'amplitude du signal DLTS en fonction de la fréquence f_0, on peut exploiter ce pic comme lié à un défaut discret.

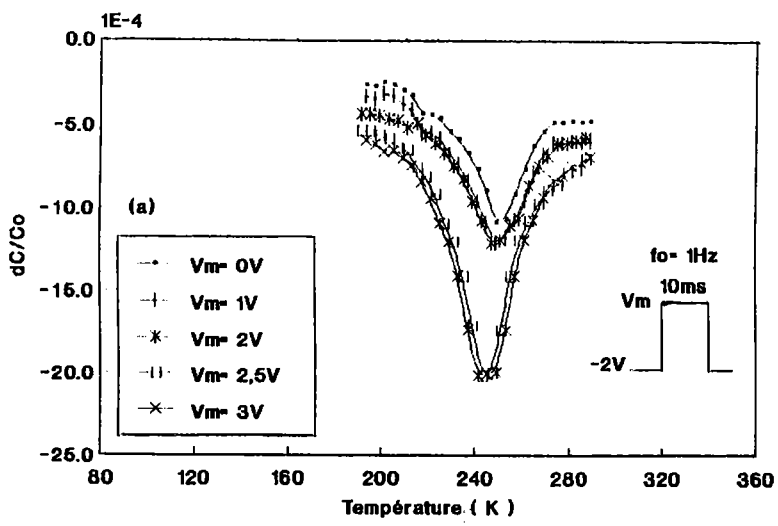
A partir de ces résultats, les mesures DLTS en fonction de la fréquence f_0 pour Vm=2V et tp=10ms ont permis de caractériser le défaut par la méthode de Lang. La signature du défaut est donnée sur la figure-B.8. Les résultats obtenus sont résumés sur le tableau V.

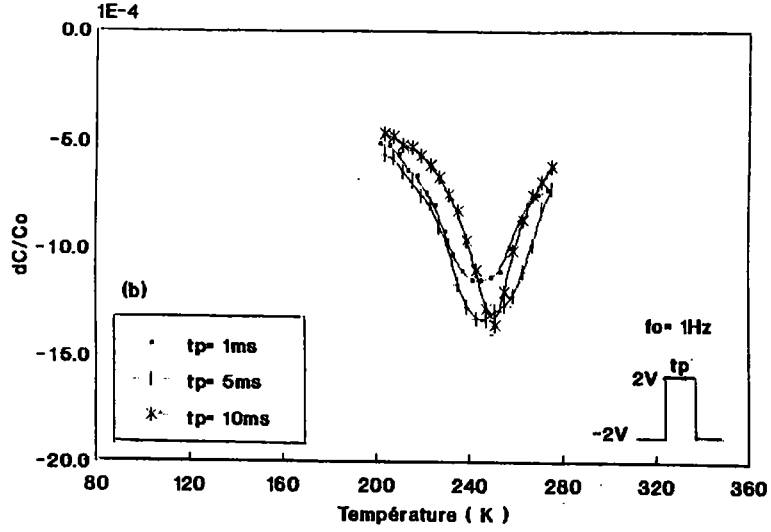
	Schottky Crystacomm	Schottky Métaux spéciaux
Ea (eV)	0,60	0,60
σ_n (cm^2)	$6{,}1 \times 10^{-14}$	$3{,}7 \times 10^{-14}$

Tableau-V

Par contre si on considère les spectres mesurés pour Vm>2V, on observe un décalage de la position du pic vers les basses températures pour Vm=2,5V et conserve ensuite la même position pour Vm=3V (figure-B.7).

Ce comportement expliquerait probablement le fait que la signature des défauts observés ne présente pas une bonne linéarité (figure-B.8) et par conséquent ce pic ne peut pas être analysé comme lié à un défaut discret.





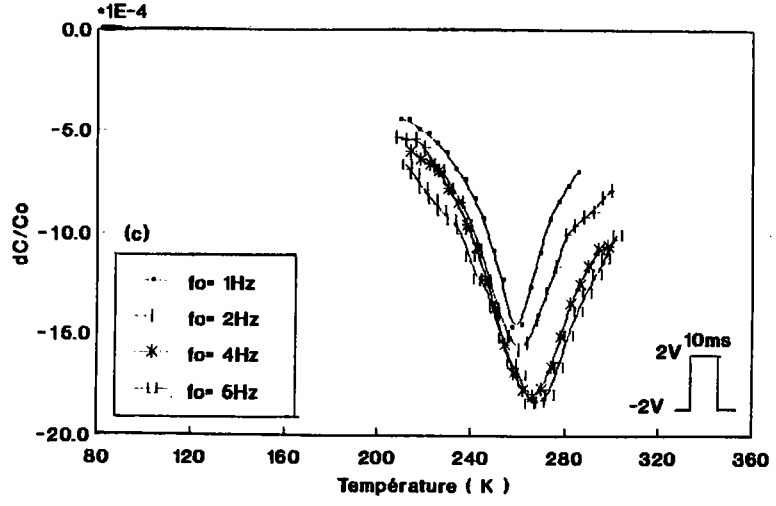


Figure-B.7: Spectres DLTS de la diode Schottky Crystacomm en fonction de: (a)Vm, (b) tp et (c) f_0.

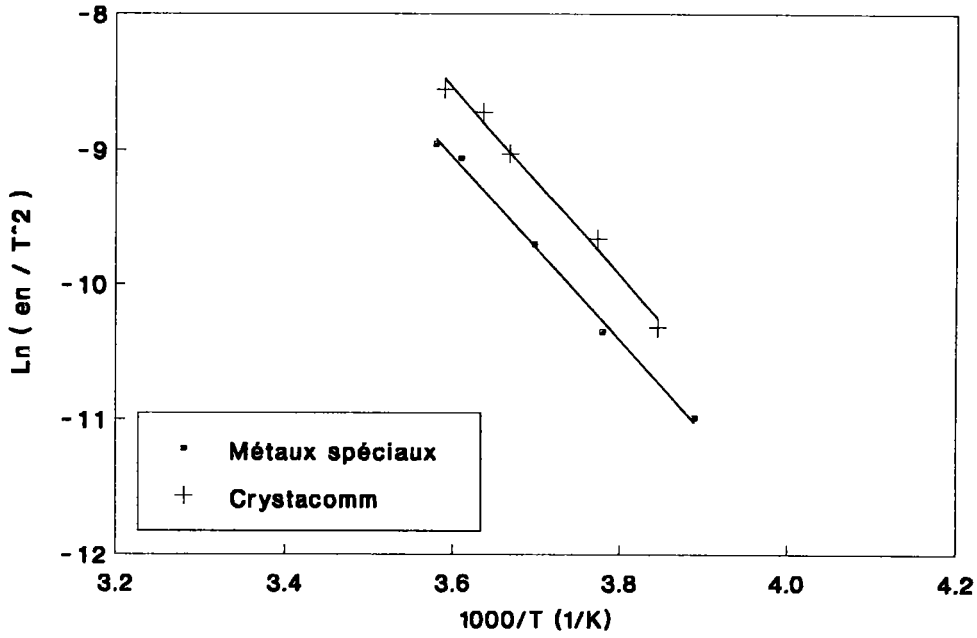
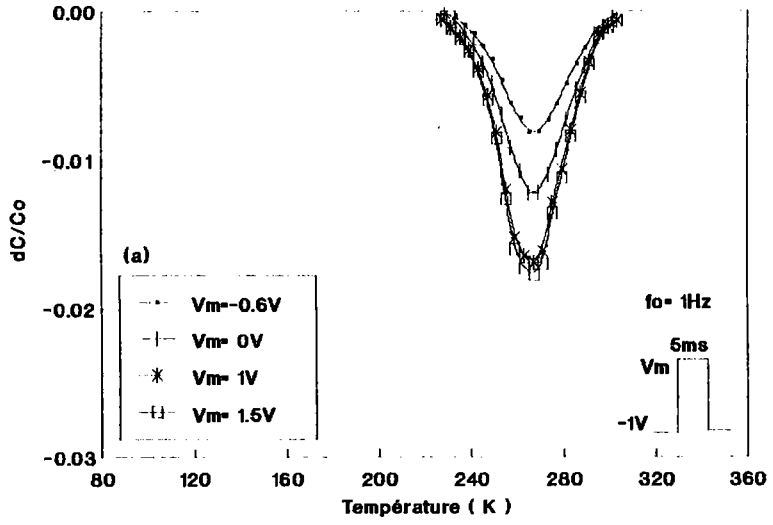


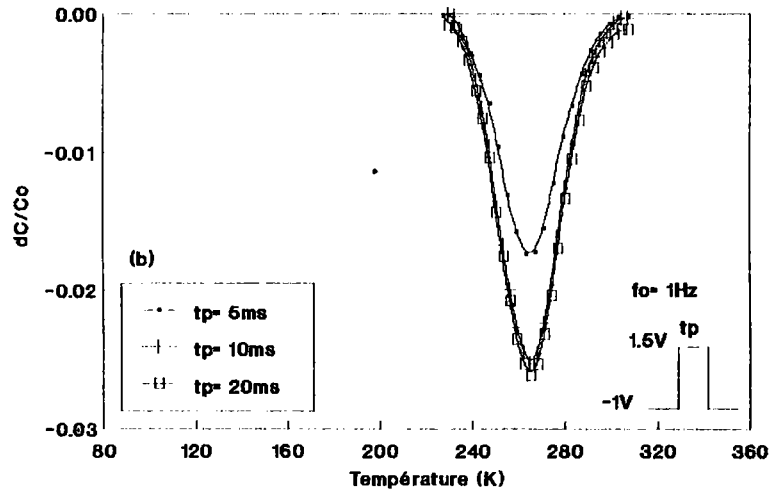
Figure-B.8: Signatures des défauts observés sur les diodes Schottky de chaque substrat.

V.1.2. Schottky Métaux spéciaux:

On a effectué une étude analogue à celle faite sur la structure Schottky Crystacomm, la figure-B.9 montre l'évolution des spectres DLTS: (a) en fonction de Vm, (b) en fonction de tp et (c) en fonction de la fréquence f_0. L'analyse de ce défaut supposé discret a été effectuée. Sur la figure-B.8, on donne la signature du défaut. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau V.

Sur la figure-B.9, on constate l'augmentation anormale de l'amplitude du pic DLTS en fonction de la fréquence f_0. Ce phénomène a été étudié sur cette diode en tenant compte des fuites de courant(21). Les résultats obtenus sont exposés dans le paragraphe VI de la partie B de ce chapitre.





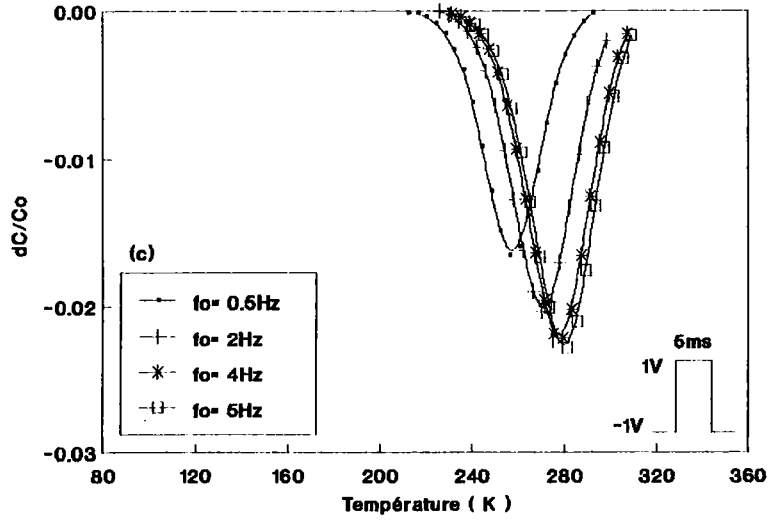


Figure-B.9: Spectres DLTS de la diode Schottky Métaux spéciaux en fonction de: (a) Vm, (b) tp, (c) f_0.

V.1.3. Analyse des résultats:

D'après le tableau-V, on remarque que les énergies d'activation et les sections efficaces de capture sont très voisines pour les deux substrats, par conséquent le défaut observé au voisinage de 0,60eV ne semble pas dépendre de la nature du cristal.

Ce défaut à 0,6eV a été observé par d'autres auteurs. Le tableau-VI, résume les résultats obtenus par ces auteurs ainsi que les hypothèses avancées sur l'origine de ce défaut. Ce défaut étant également observé sur les structures Schottky oxydées, nous discuterons de son origine éventuel, en comparaison avec les résultats de la littérature, dans le paragraphe VI de cette partie B.

Un point commun existe entre les spectres mesurés en fonction de la fréquence f_0 pour les deux substrats: l'augmentation de l'amplitude. Cette anomalie a été observée sur tous les échantillons étudiés et ce quelle que soit la nature du cristal.

Les spectres calculés à partir de ces paramètres (même en tenant compte de la variation de la section efficace de capture) présentent un écart non négligeable avec les spectres mesurés, ce qui montre que l'hypothèse avancée précédemment est incorrecte (figure-B.10(a)).

La figure-B.10(b), montre la variation de la section efficace de capture en fonction de la température qui peut être décrite par le modèle du processus de capture multiphonon:

$$\sigma_n(T) = \sigma_\infty \exp\left(-\frac{\Delta E_\sigma}{kT}\right) \quad (4)$$

Nous avons trouvé: σ_∞=0,44x10^{-14} cm^2 et ΔE_σ=0,11eV. La figure-B.10(c), montre les spectres DLTS mesurés comparés à ceux calculés en tenant compte de la variation de la section efficace de capture en fonction de la température.

D'après la figure-B.10(b) on constate que la section efficace de capture varie très peu en fonction de la température et par conséquent ne peut pas expliquer l'augmentation de l'amplitude du pic DLTS avec la fenêtre d'émission. Il est donc nécessaire, pour pouvoir expliquer ce phénomène, de considérer d'autres hypothèses. En effet, nous allons voir au paragraphe VI que les fuites de courant peuvent être responsable d'une telle variation.

En général deux spectres DLTS mesurés dans les mêmes conditions soit successivement soit après un temps donné (une semaine par exemple) présentent la même allure générale mais diffèrent légèrement par la position en température et/ou par l'amplitude (figure-B.11).

Références	Pièges	Paramètres		Observations	Origine présumée
		Ea (eV)	σ_n (cm^2)		
Wada et al. (1980) (7)	A	0,63	$5,5x10^{-14}$		défaut natif du réseau ou dû à l'incorporation d'impuretés lors de la croissance
Yamazoe et al. (1981) (8)	E_2	0,60	$5x10^{-16}$	= A (Wada et al.). Disparaît par recuit sous N_2. Augmente par recuit sous pression de phosphore.	défaut natif associé à P_i ou V_{In}
Tin et al. (1989) (24)	A	0,59±0,02	$3±2x10^{-16}$	= A (Wada et al.) = E_2 (Yamazoe et al.)	
Kim et al. (1990) (25)	EK2	0,58	$8,4x10^{-15}$		défaut lié aux états d'interface
He et al. (1992) (26)	E_1	0,60		= A (Wada et al.) = E_2 (Yamazoe et al.)	
Hirt et al. (1993) (27)	T1	0,60±0,01	$4x10^{-15}$	Piège accepteur créé par recuit	Fe en site In
Kadoun (1994) (28)	E_1	0,63	$4x10^{-14}$		Impureté Fe

Tableau-VI

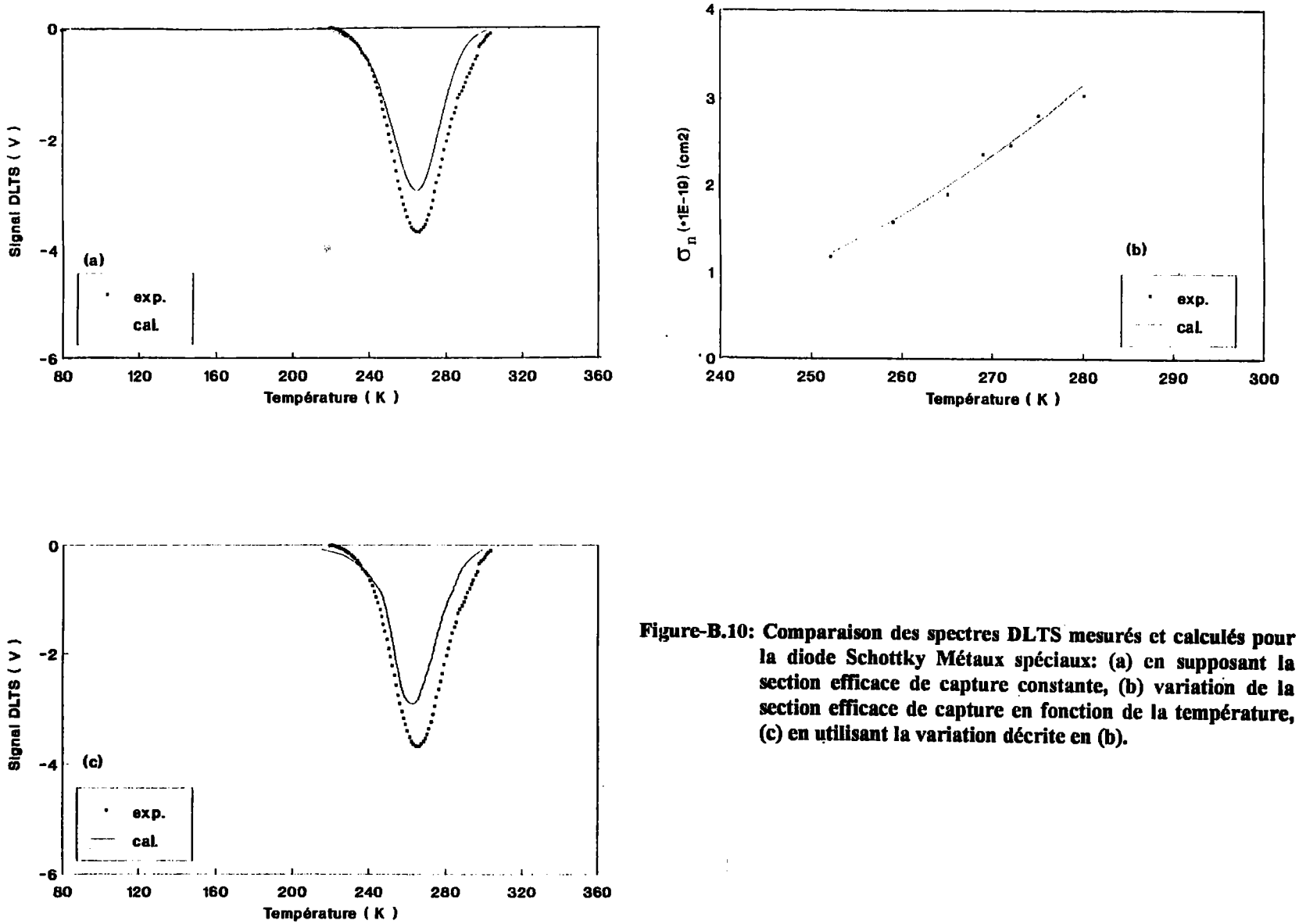
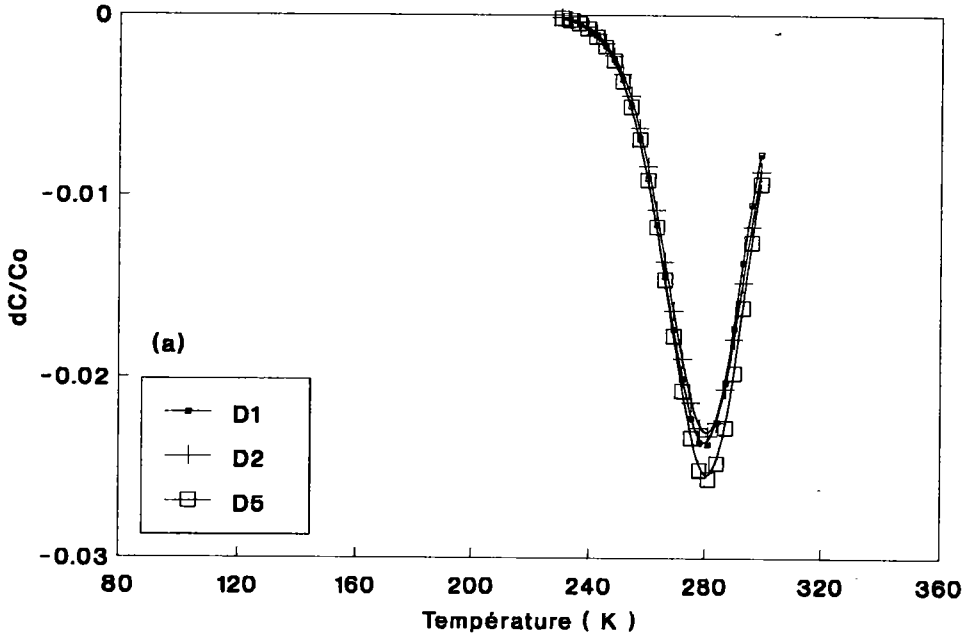


Figure-B.10: Comparaison des spectres DLTS mesurés et calculés pour la diode Schottky Métaux spéciaux: (a) en supposant la section efficace de capture constante, (b) variation de la section efficace de capture en fonction de la température, (c) en utilisant la variation décrite en (b).



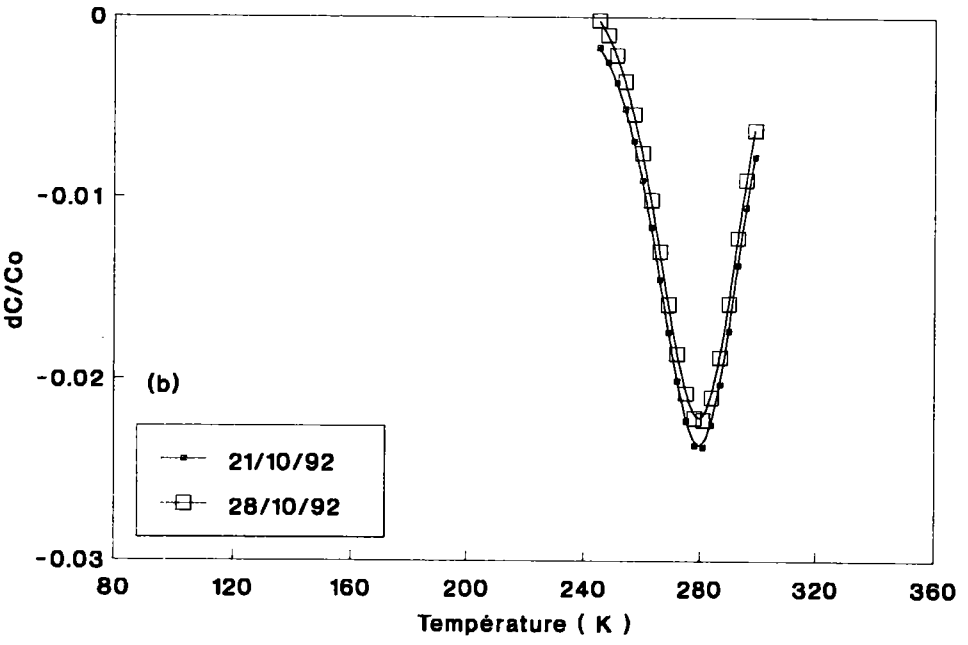


Figure-B.11: Spectres DLTS de la structure Schottky Métaux spéciaux mesurés: (a) sur différentes diodes d'une même plaquettes et (b) sur une même diode à une semaine d'intervalle.

V.2. Etude des structures Schottky oxydées:

La figure-B.12, montre pour chaque substrat un spectre DLTS typique. Pour les trois types de substrats, on constate que l'amplitude du pic a fortement augmenté après oxydation dépassant, dans la plupart des cas, les possibilités de mesure de notre système (vers 240K) tandis que sa position en température reste pratiquement inchangée. Il semble donc qu'après oxydation on obtienne une forte augmentation de la réponse des défauts dans une plage de température de 200 à 360K pour des fréquences allant de 0,5 à 10Hz. Au dessus de 260K l'amplitude du signal DLTS diminue et peut alors être mesurée.

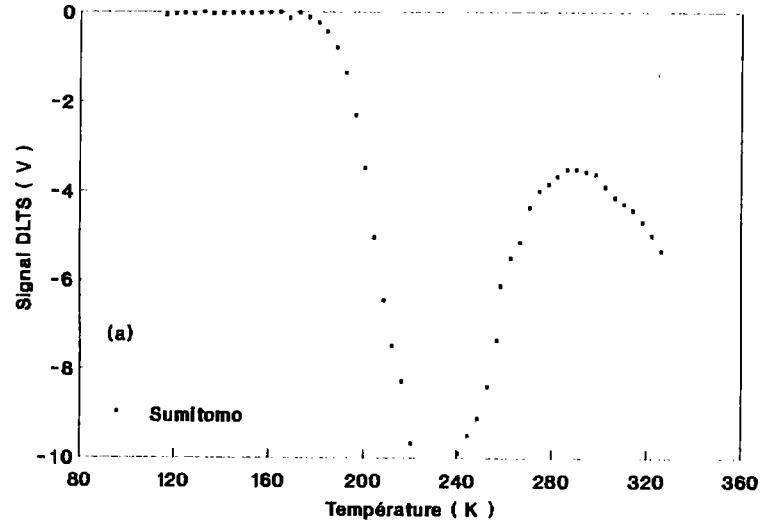
En d'autres termes, on constate qu'il y a une plage très étroite de température (20K) où la réponse des défauts est très importante, ceci implique que la zone du gap concernée par une forte augmentation de densité d'états sera elle aussi très étroite. On verra par la suite que cette observation est confirmée par les spectres représentant les distributions d'états d'interface dans le gap pour les différents substrats.

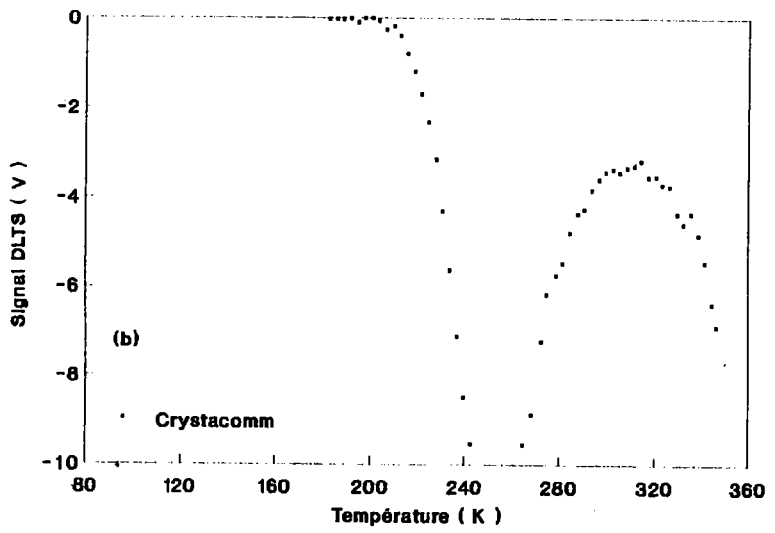
Pour avoir une idée précise sur cette augmentation d'amplitude après oxydation, nous donnons sur le tableau-VII ci-dessous les amplitudes maximales relatives $\frac{\Delta C}{C_o}$ du signal DLTS pour chaque substrat, déduites des spectres DLTS mesurés dans les mêmes conditions pour les diodes Schottky et Schottky oxydées. C_O étant la capacité de repos sous polarisation inverse Vr.

	Sumitomo	Crystacomm	Métaux spéciaux
Schottky	$1,4x10^{-3}$	$1,5x10^{-3}$	$2,5x10^{-2}$
Schottky oxydée	≥0,1	≥0,06	≥0,4

Tableau-VII

Les valeurs indiquées sont des valeurs minimales car la valeur maximale ne peut être estimée du fait que dans la plupart des cas l'amplitude du signal DLTS dépasse les possibilités de mesure de notre système.





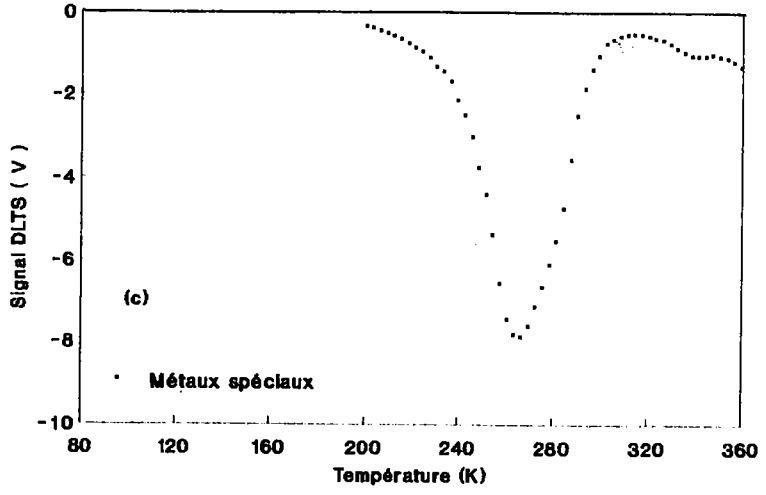


Figure-B.12: Spectres DLTS typiques mesurés sur des diodes Schottky oxydées: (a) Sumitomo, (b) Crystacomm et (c) Métaux Spéciaux.

V.2.1. Evolution des spectres DLTS en fonction de la hauteur Vm et de la largeur tp de l'impulsion de remplissage:

Une étude typique en fonction de la hauteur Vm (figure-B.13) et de la largeur tp (figure-B.14) de l'impulsion de remplissage, effectuée sur l'échantillon AC1MN (Schottky oxydée, substrat Crystacomm) montre une large dispersion des spectres mesurés avec apparition de pics pour certaines valeurs de Vm (figure-B.13).

Ce phénomène a été observé par plusieurs auteurs dont Inuishi et al.(6) qui l'ont expliqué par le fait que la densité d'états d'interface (peuplées) peut être contrôlée par la polarisation appliquée; en d'autres termes la contribution des états d'interface près du milieu du gap au transitoire de capacité, donc au signal DLTS, dépend de la tension appliquée.

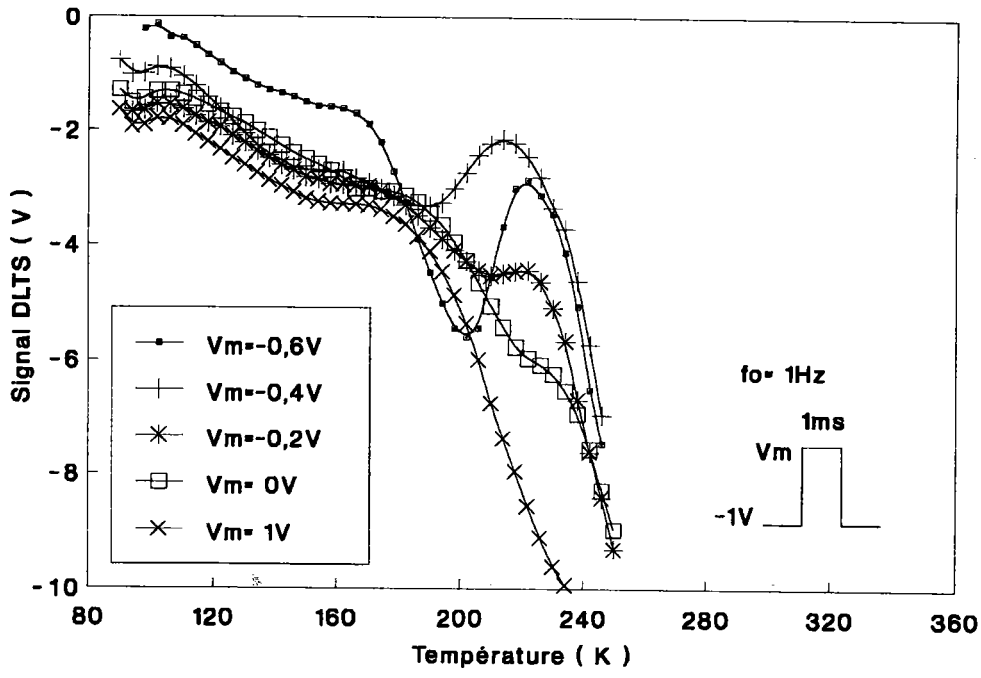


Figure-B.13: Evolution des spectres DLTS pour la diode Schottky oxydée Crystacomm en fonction de Vm.

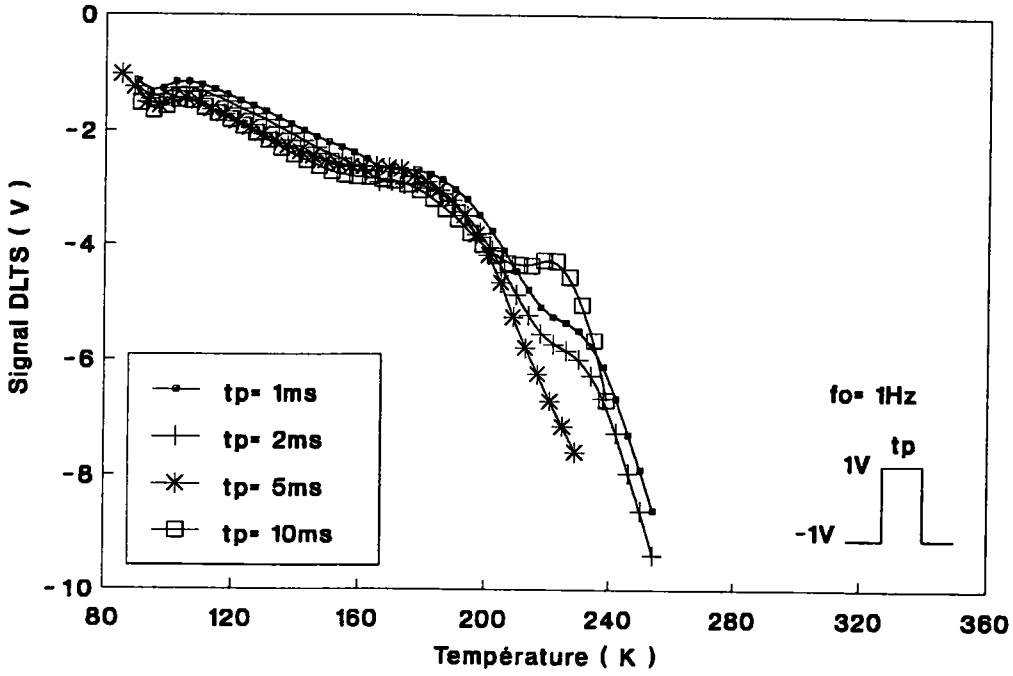


Figure-B.14: Evolution des spectres DLTS pour la diode Schottky oxydée AC1MN (substrat Crystacomm) en fonction de tp.

V.2.2. Evolution des spectres DLTS en fonction de la fréquence:

La figure-B.15 représente un ensemble de spectres DLTS montrant l'augmentation de l'amplitude DLTS avec la fréquence f_0 du signal de détection synchrone, anomalie analogue à celle observée sur les structures Schottky et sur les structures fabriquées dans le premier réacteur.

Malgré cette augmentation anormale de l'amplitude du pic en fonction de la fréquence, nous avons entrepris une décomposition du pic DLTS observé en deux niveaux discrets en utilisant la méthode utilisée dans la partie A de ce chapitre. Cela nous permettera de situer les défauts induits par l'oxydation dans la bande interdite.

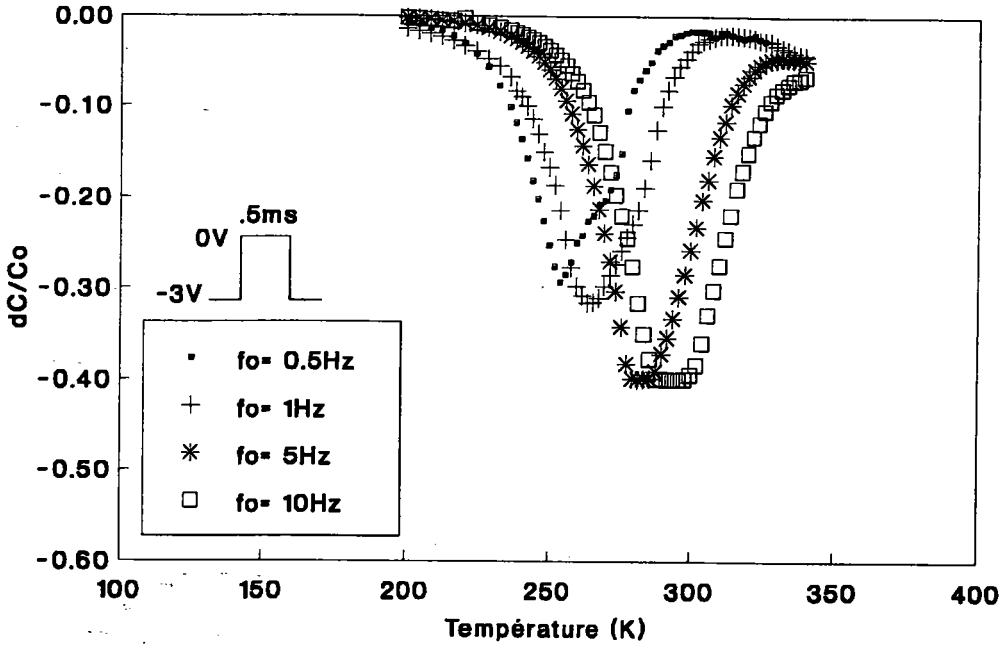


Figure-B.15: Spectre DLTS typique montrant l'augmentation de l'amplitude du signal avec la fréquence f_0 (substrat métaux spéciaux).

Les paramètres obtenus sont donnés sur le tableau VII.

Ea (eV)	$Ea_1 = 0,44$ $Ea_2 = 0,65$
σ_n (cm^2)	$\sigma_{n1} = 3,5 \times 10^{-16}$ $\sigma_{n2} = 8,6 \times 10^{-14}$

Tableau-VII

D'après le tableau-VII, on remarque que les niveaux d'énergies provenant de l'oxydation sont situés dans la moitié supérieure de la bande interdite.

Sur la figure-B.16, on montre une modélisation par deux défauts discrets du pic DLTS observé sur l'échantillon BM1MM (Schottky oxydée substrat Métaux spéciaux). Le calcul à différentes fréquences montre dans tous les cas des écarts avec les spectres expérimentaux, plus particulièrement du côté droit du pic. D'autre part on voit bien que le niveau situé à 0,65eV en dessous de la bande de conduction à une contribution plus grande donc une densité plus élevée.

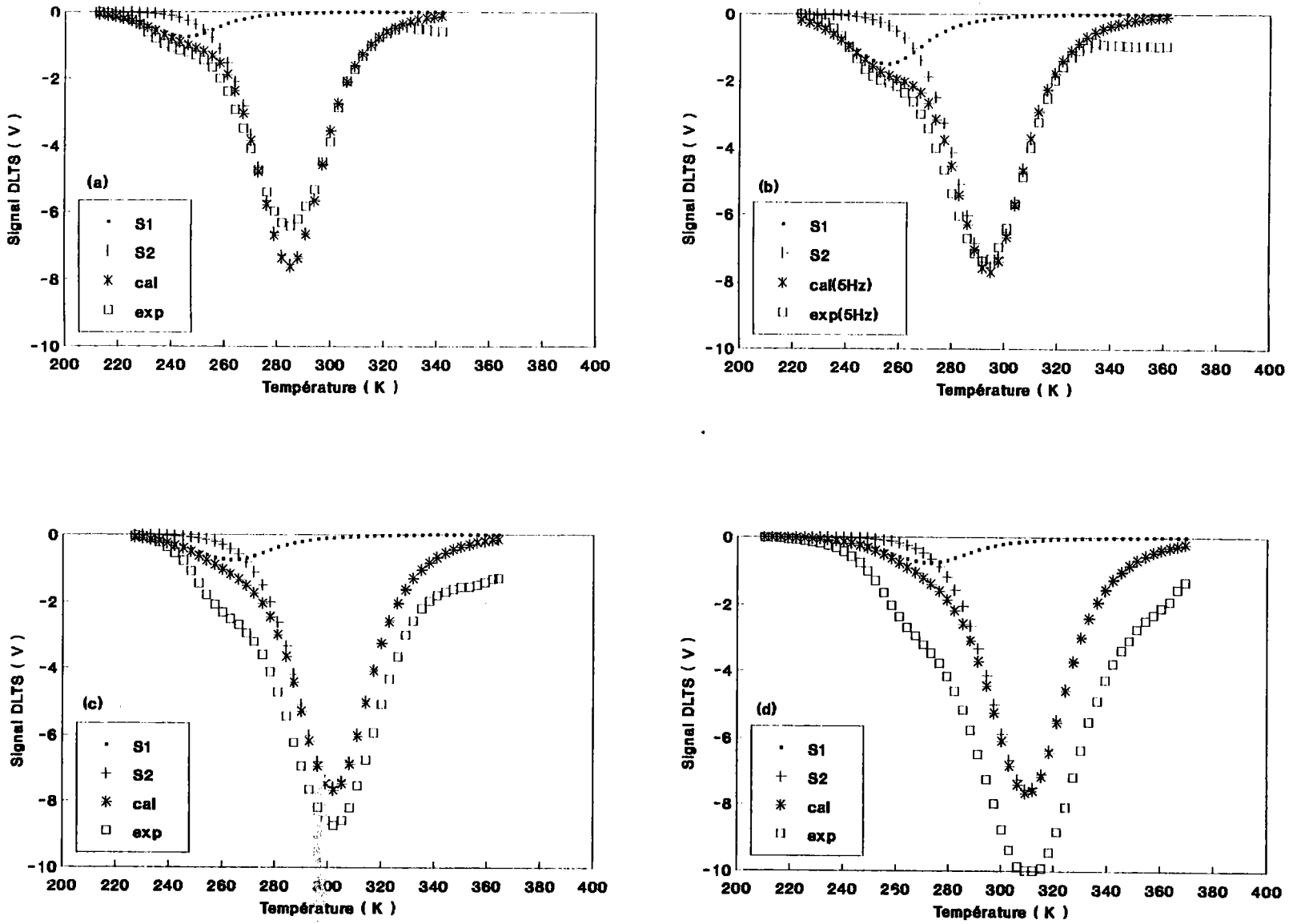


Figure-B.16: Spectres mesurés et spectres calculés à différentes fréquences pour la diode Schottky oxydée (substrat métaux spéciaux): (a) 2Hz, (b) 5Hz, (c) 10Hz et (c) 20Hz.

L'écart entre le spectre calculé et mesuré du côté droit du pic DLTS est probablement dû à l'existence d'autres défauts contribuant au signal DLTS et qui ne peuvent pas être déterminés avec précision.

Cet exemple de simulation a été choisi afin de montrer la complexité du défaut. Ainsi on a montré qu'un modèle à deux défauts ne peut pas d'une part reproduire le spectre mesuré et d'autre part l'augmentation de l'amplitude avec la fréquence.

Il faut rappeler que cette valeur de l'énergie d'activation apparente (0,65eV) est comparable à celle trouvée pour la diode Schottky métaux spéciaux (0,60eV). Ceci montre bien que l'oxydation entraîne une forte augmentation de la densité des défauts. La figure-B.17, montre la comparaison entre deux spectres DLTS mesurés, dans les mêmes conditions (substrat Métaux Spéciaux), sur une diode Schottky oxydée et une diode Schottky.

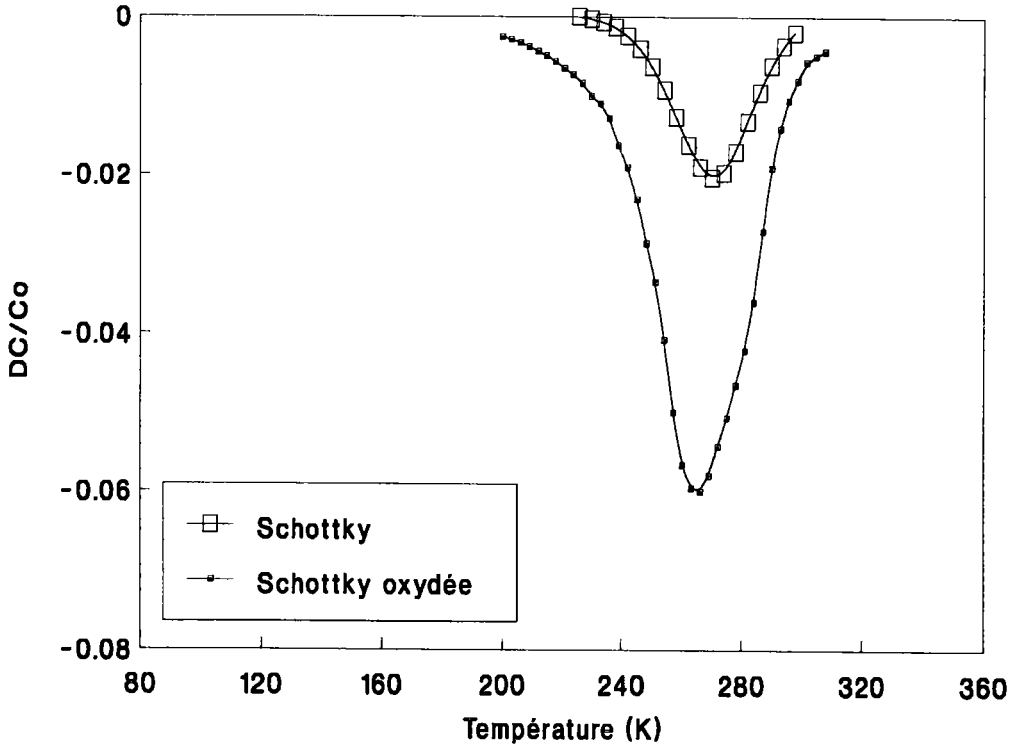


Figure-B.17: Spectres DLTS mesurés, dans les mêmes conditions, sur une diode Schottky et une diode Schottky oxydée (substrat métaux spéciaux).

Les paramètres du niveau S2 sont corrélés à ceux du niveau observé par Wada et al.[7] (pic noté A) et attribué à une impureté résiduelle. D'après les résultats obtenus sur les diodes Schottky et les diodes Schottky oxydées, nous pouvons avancée la même hypothèse.

En ce qui concerne le niveau S1, ses paramètres sont corrélés à ceux des niveaux observés par:

(i) Wada et al.[7]: niveau noté E, attribué à un défaut natif du réseau.

(ii) Yamazoe et al.[8]: niveau noté E5, attribué à un défaut complexe avec lacunes de phosphore.

(iii) Yamamoto et al.[29]: niveau noté B, attribué à un complexe défaut natif-impureté.

(iv) Iliadis et al.[9]: noté B1 et attribué à un complexe V_p-Fe.

(v) Tin et al.[24]: niveau noté E, attribué à un défaut de volume.

(vi) Kim et al.[25]: noté EK5 et attribué à un complexe impureté-V_p.

(vii) Kadoun[28]: noté E_3 et attribué à un complexe V_p-Fe.

V.3. Calcul et analyse de la distribution des états d'interface:

Dans les paragraphes précédents on a vu, pour les structures Schottky, qu'une étude complète en fonction de la hauteur Vm de l'impulsion de remplissage[10] a montré que le comportement du pic large est significatif d'un pic d'états d'interface. Ce comportement est également retrouvé sur les structures Schottky oxydées, avec une particularité: l'augmentation de l'amplitude du signal DLTS, probablement due au processus d'oxydation. En assimilant ce pic à un pic d'états d'interface, nous avons calculé pour les structures Schottky oxydées la distribution de la densité d'états d'interface (Nss) en fonction de l'énergie (Ec-E) pour les différents substrats (figures-B.18). La valeur de la section efficace de capture utilisée est de 10^{-16} cm^{-2} eV^{-1}, supposée constante pour les différents substrats afin de pouvoir comparer les résultats obtenus.

Cette distribution présente, dans tous les cas, un maximum entre 0,4 et 0,5eV en dessous de la bande de conduction: caractéristique qu'on avait déjà relevé pour les échantillons fabriqués dans l'ancienne enceinte. Donc la zone du gap concernée par l'accroissement de la densité d'états reste toujours sensiblement la même pour les différents substrats après oxydation, d'où une similitude pouvant être reliée au processus d'oxydation.

Cet accroissement de la densité d'états d'interface vers (Ec-0,4)eV a été observé par Fritzshe[16,17] à partir de mesures C(V) et G(V) sur des structures MIS InP(n) réalisées par dépôt chimique de SiO_2 en présence de HCl (figure-B.19). Il a souligné le fait que la densité d'états d'interface est faible près de la bande de conduction, observation en accord avec nos résultats (figure-B.18).

Cette position du maximum d'états d'interface a été reliée par plusieurs auteurs à un **ancrage du niveau de Fermi**. Notamment dans notre laboratoire, des mesures de photoluminescence[22] ont permis d'aboutir à la même hypothèse. Cet ancrage du niveau de Fermi a été attribué par Spicer et al.[18] à une lacune de Phosphore (niveau accepteur). En effet, d'après le modèle unifié des défauts, introduit par Spicer et al., ces faits observés peuvent être expliqués par la présence de défauts sur ou près de la surface du semi-conducteur[19,20]; une forte dégradation de la surface au cours de l'oxydation peut être à l'origine de ce phénomène dans notre cas. Pour un semi-conducteur de type n le niveau de Fermi à la surface(E_{FS}) se stabilise près du niveau accepteur Ea de manière à ce que la charge totale de surface compense la charge des impuretés de la zone de charge d'espace. Comme dans le cas de l'InP de type n l'Indium en site Phosphore produit un état à environ 0,4eV de la bande de conduction, on peut d'après les résultats obtenus avancer la même hypothèse.

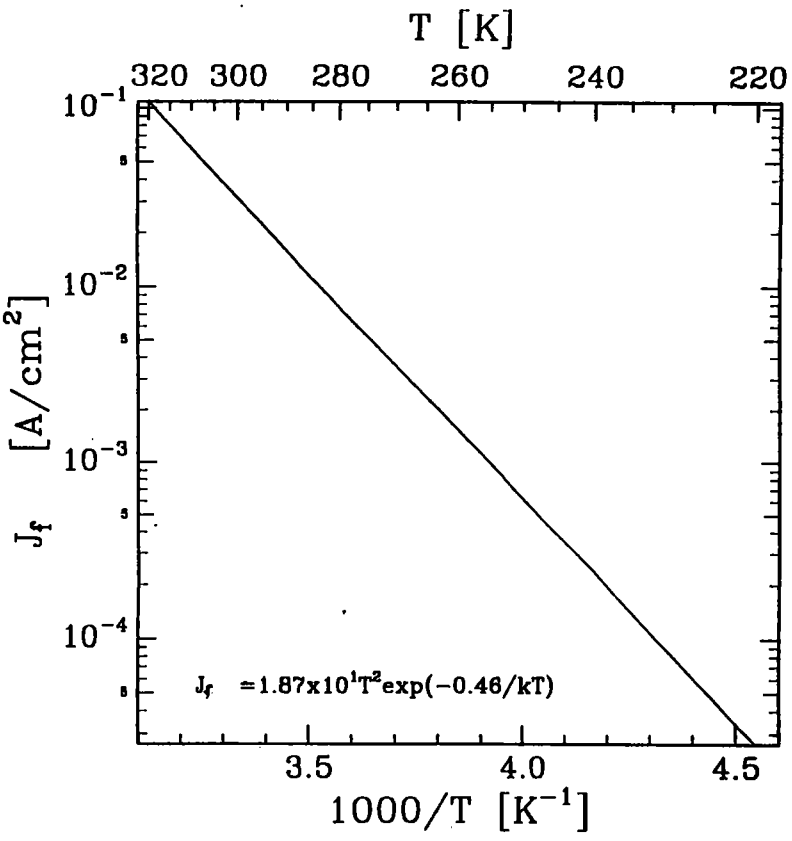


Figure-B.20: Variation de la densité de courant en fonction de la température.

Nous avons par la suite mesuré expérimentalement la variation de la section efficace de capture en fonction de la température, qui peut être décrite par le modèle du processus de capture multiphonon:

$$\sigma_n(T) = \sigma_\infty \exp\left(-\frac{\Delta E_\sigma}{kT}\right) \quad (4)$$

Nous avons trouvé: σ_∞=1,1x10^{-14} cm^2 et ΔE_σ=0,08eV.

Cette première étape nous a permis, comme on l'a indiqué dans le chapitre II, de tracer le diagramme d'Arrhénius et de déduire par la suite l'énergie d'activation thermique ΔE_T. Sur la figure-B.21 on donne le diagramme d'Arrhénius obtenu pour la diode Schottky métaux spéciaux.

On trouve:

$$\Delta E_T = (0,552 \pm 0,002)\,eV$$

D'où l'énergie d'activation apparente:

$$\Delta E_{app} = \Delta E_T + \Delta E_\sigma = (0,632 \pm 0,002)\,eV$$

Cette énergie d'activation apparente, déduite en tenant compte des fuites de courant, peut être corrélée à celles des niveaux observés par Wada et al. (pic noté A) et attribué à une impureté résiduelle. Ce défaut étant également observé sur les diodes Schottky, nous pouvons avancé la même hypothèse. On peut donc affirmer, dans notre cas, que c'est un défaut natif dont la concentration augmente après oxydation.

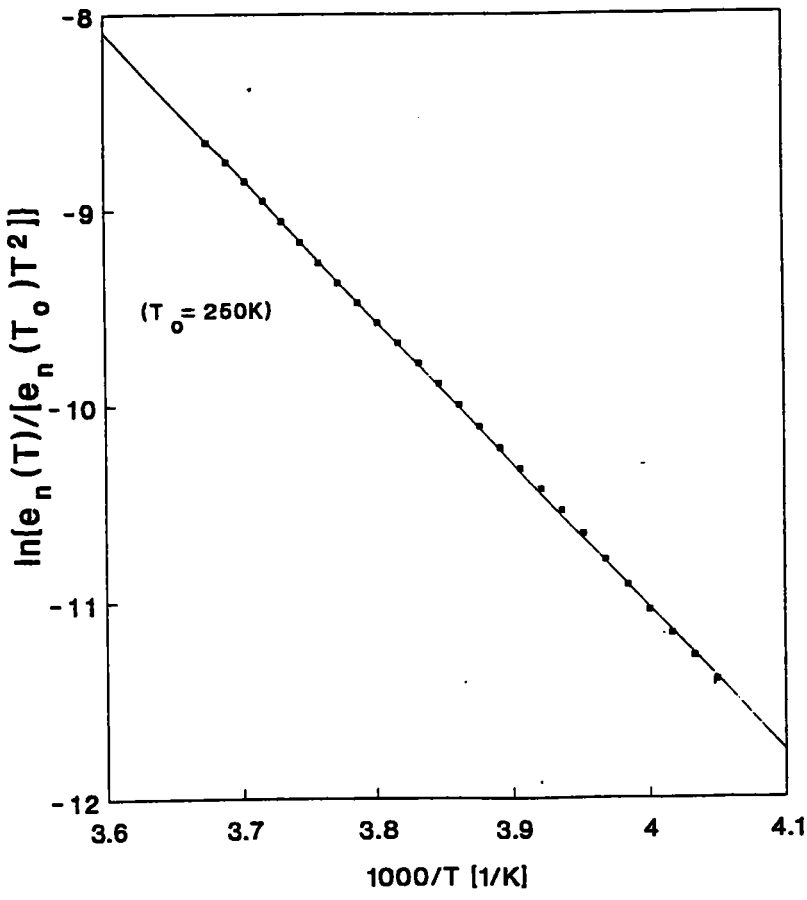


Figure-B.21: Diagramme d'Arrhénius obtenu pour la diode Schottky métaux spéciaux.

En utilisant ces données, nous avons pu décrire de façon satisfaisante l'augmentation de l'amplitude du pic en fonction de la fréquence f_0. La figure-B.22, montre la comparaison entre les spectres mesurés et ceux calculés en tenant compte de la contribution des fuites de courants décrite par l'équation (3), l'énergie d'activation thermique ΔE_T déterminée à partir du tracé d'Arrhénius et la variation de la section efficace de capture décrite par l'équation (4) à deux fréquences: 5 et 10Hz.

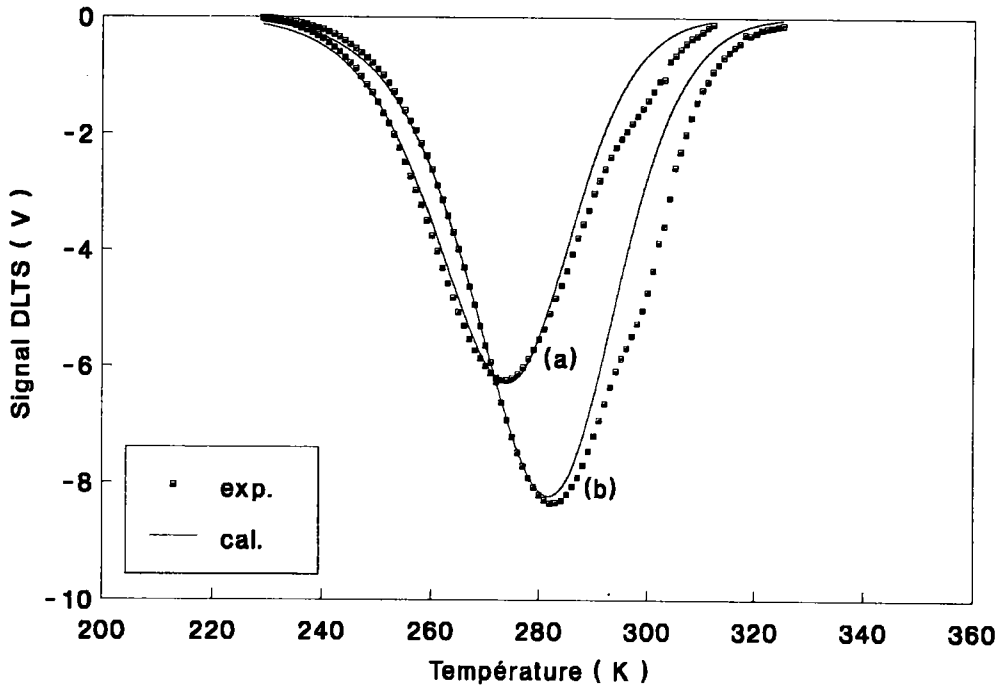


Figure-B.22: .Comparaison entre les spectres mesurés et ceux calculés en tenant compte de la contribution des fuites de courants à deux fréquences: (a) 5 et (b) 10Hz

La figure-B.22 montre un écart entre le spectre calculé et mesuré du côté droit du pic DLTS, ceci est probablement dû à l'existence d'un autre défaut contribuant au signal DLTS et qui ne peut pas être déterminé avec précision.

VII. CONCLUSION:

Nous avons étudié par la spectroscopie capacitive DLTS des structures Schottky et des structures Schottky oxydées en plasma multipolaire d'oxygène, réalisées sur trois substrats différents, et nous avons montré que le défaut observé vers la température ambiante est indépendant du type de substrat.

On a établi par le calcul que ce défaut ne peut être décrit par un modèle simple de défaut unique. En effet le décalage de la position du pic en température en fonction de la hauteur de l'impulsion de remplissage Vm et l'augmentation de son amplitude avec la fréquence dans la plage de mesure 0,5 à 10Hz montrent que ce défaut est significatif d'états d'interface.

En tenant compte des courants de fuite dans nos calculs, l'augmentation anormale de l'amplitude du pic DLTS en fonction de la fenêtre d'émission a pu être expliquée. Nous avons donc montré que les courants de fuite peuvent être à l'origine de ce phénomène observé sur toutes nos structures.

Un point important ressort de cette étude DLTS: le défaut observé à 0,6eV en dessous de la bande de conduction a été observé sur les diodes Schottky et Schottky oxydées et semble donc être un défaut natif dont la concentration augmente considérablement après oxydation.

Les densités d'états d'interface obtenues présentent un maximum entre 0,4 et 0,5eV sous la bande de conduction. Après oxydation, la zone du gap concernée par l'accroissement de la densité d'états est sensiblement la même pour tous les matériaux. Si l'on compare les mesures DLTS effectuées sur des diodes Schottky oxydées, on constate que l'oxydation induit probablement une dégradation de la surface de l'InP, multipliant ainsi la réponse des défauts pour les trois types de substrats. Ce qui justifie le fait que l'on doit s'orienter vers des procédés d'excitation plasma adéquats permettant des durées de traitements plus longues et sans dégradation de la surface.

La dégradation de la surface étant due au bombardement par des particules chargées rapides, induites par le traitement en plasma multipolaire, on peut envisager soit un traitement hors plasma soit l'utilisation d'un plasma excité par micro-onde avec une source RCE (Résonance Cyclotronique Electronique).

Dans les chapitres IV et V, nous allons présenter une étude préliminaire par spectroscopie DLTS des échantillons oxydés dans un plasma multipolaire excité par micro-onde et des échantillons oxydés hors plasma RF, respectivement.

Cette étude préliminaire, qui se poursuivra par la suite, aura pour but principal d'analyser l'effet du type d'excitation utilisé sur la qualité de la surface et donc des structures fabriquées. L'étude de structures oxydées hors plasma RF à été effectuée dans le but d'avoir une comparaison objective de nos résultats avec un autre mode d'oxydation. L'intérêt majeur étant d'aboutir à l'optimisation du procédé.

CHAPITRE IV

ETUDE PAR SPECTROSCOPIE DLTS DES STRUCTURES OXYDEES EN PLASMA MULTIPOLAIRE EXCITE PAR MICRO-ONDE

I. INTRODUCTION:

Dans le chapitre III, nous avons montré que l'oxydation avec utilisation des filaments pour l'éxcitation du plasma induisait une forte dégradation de la surface de l'InP, en multipliant la réponse des défauts. Donc l'utilisation de procédés d'excitation plasma moins énergiques permettant des durées de traitement plus longues et sans dégradation de la surface serait souhaitable pour améliorer nos résultats.

Afin d'éviter cette forte dégradation de la surface de l'InP lors de l'oxydation, des substrats ont été oxydés dans un plasma multipolaire excité par micro-ondes avec une source RCE.

Dans ce chapitre, nous allons présenter les principaux résultats obtenus sur deux structures oxydées en plasma multipolaire excité par micro-onde avec une puissance plasma de 300W et 500W, respectivement.

Cette étude a pour but la caractérisation par spectroscopie DLTS des structures fabriquées afin de comparer les résultats à ceux obtenus au chapitre III. Cette comparaison nous permettra de dégager l'intérêt de l'utilisation de l'excitation micro-onde ainsi que l'influence de la puissance plasma sur la qualité des structures.

II. DESCRIPTION DU REACTEUR D'OXYDATION:

Dans ce paragraphe, nous allons décrire brièvement le principe de l'excitation RCE localisée, donner le schéma du réacteur utilisé pour l'oxydation et enfin un résumé des principaux résultats du diagnostic du plasma micro-onde. Pour plus de détails on peut consulter le mémoire de thèse de A. BOUZIANE(1).

Le principe de l'excitation RCE localisée consiste à superposer le champ électrique d'une onde progressive incidente à un champ magnétique statique qui lui est perpendiculaire. La puissance micro-onde délivrée par un générateur continu, de puissance maximale 1,2KW à la fréquence de 2,45GHz, véhiculée dans un guide d'onde rectangulaire est introduite à travers un hublot circulaire en quartz (d'épaisseur 1cm) dans un manchon cylindrique où règne un champ magnétique statique de 875Gauss (champ produit par une bobine refroidie). La fréquence de giration des électrons, est précisément de 2,45GHz, ce qui leur permet un couplage efficace avec l'onde incidente; d'où le transfert d'énergie de l'onde aux électrons. Lorsque le gain en énergie de ces derniers est supérieur au potentiel d'ionisation du gaz, ils sont éjectés (considérés comme des électrons primaires), puis par des collisions avec le gaz neutre créent des ionisations en cascade, amorçant ainsi une décharge.

La décharge électrique créée dans le gaz (oxygène) sous faible pression fournit des espèces excitées, neutres et chargées (électrons, ions et radicaux) issues des collisions entre les électrons et les molécules neutres. Les espèces excitées radiatives sont responsables d'émissions photoniques dans la bande UV et visible, permettant des diagnostics spectroscopiques. En raison de la différence de mobilité des espèces chargées (électrons et ions), une différence de potentiel s'établit entre la surface du matériau, supposée au potentiel flottant en cours de traitement et le plasma, appelée "tension dans la gaine". Sous l'effet du champ électrique résultant, les espèces chargées sont accélérées et heurtent la surface du substrat ce qui entraîne une activation plus ou moins importante des processus réactionnels à la surface du substrat.

Sur la figure-IV.1, on donne le schéma montrant le réacteur 2 auquel est adaptée une excitation micro-onde ainsi que le profil du champ magnétique sur l'axe du réacteur d'après la référence(1).

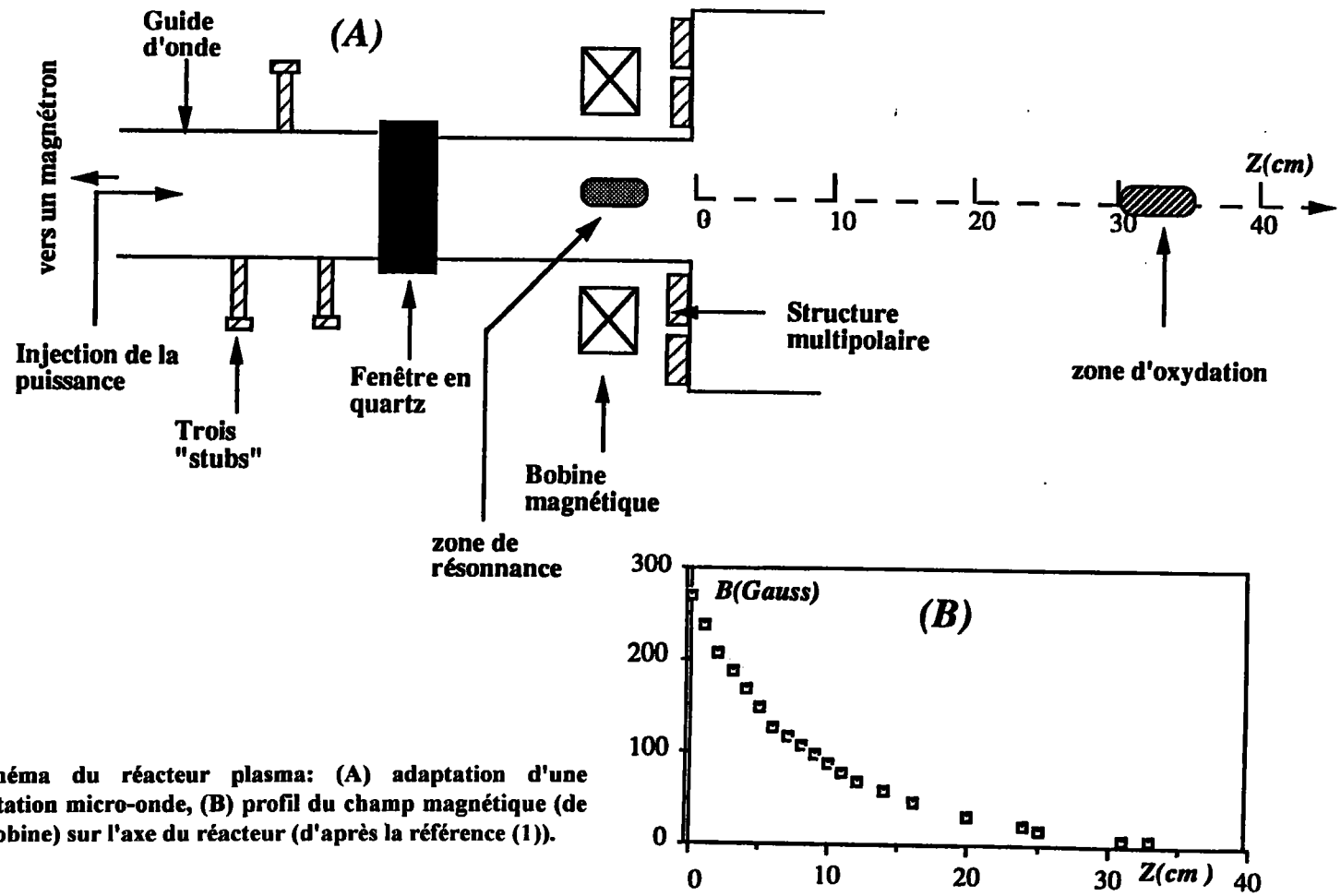


Figure-IV.1: Schéma du réacteur plasma: (A) adaptation d'une excitation micro-onde, (B) profil du champ magnétique (de la bobine) sur l'axe du réacteur (d'après la référence (1)).

Le diagnostic du plasma montre que la tension dans la gaine varie peu avec la puissance et fortement avec la pression en dessous de 10^{-3}mbar. Au delà de 10^{-3}mbar la tension dans la gaine se stabilise à environ 8V au lieu de 25V dans le cas d'une excitation filaments.

La température électronique est plus élevée à faible pression qu'à forte pression, par contre elle évolue très peu avec la puissance (si on varie la puissance de 200 à 700W la température électronique varie de 1,4 à 1,9eV).

Les densités plasma obtenues avec l'excitation micro-onde sont généralement plus faibles, même à puissances supérieures, que celles obtenues avec une excitation type cathode chaude (filaments).

La figure-IV.2 montre la cinétique de croissance de l'oxyde en fonction du temps pour différentes puissances(1).

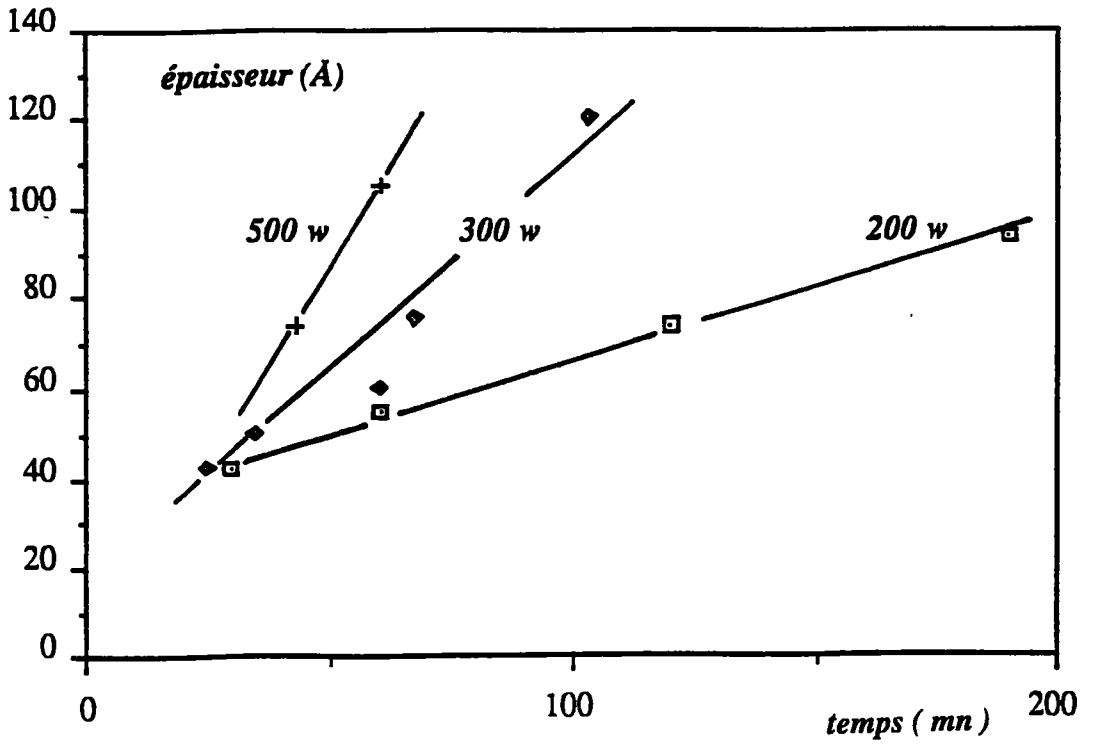


Figure-IV.2: Cinétique de croissance de l'oxyde à différentes puissances pour une excitation micro-onde (d'après la référence (1)).

III. DESCRIPTION DES ECHANTILLONS ETUDIES:

La préparation de la surface des échantillons est identique à celle donnée au chapitre III, partie B. Les échantillons sont oxydés dans un plasma excité par micro-onde. Le tableau-I résume les conditions d'oxydation plasma ainsi que l'épaisseur de l'oxyde e_{ox} et son indice de réfraction n.

N° échantillon	t_{ox}	P_d (W)	P (Torr)	T (°C)	e_{ox} (Å)	n
A300	$H_{pl.}$: 20s	200	$6x10^{-4}$	200	65	2,3
	O: 1h	300	10^{-3}	200		
A500	$H_{pl.}$: 20s	200	$6x10^{-4}$	200	130	1,7
	O: 1h	500	10^{-3}	200		

Tableau-I

Signalons au passage que ces deux échantillons ont été polarisés à -8V pour favoriser le bombardement par des ions positifs. D'après le tableau-I, seule la puissance plasma utilisée est différente, cela nous permettra par la suite de voir l'influence de ce paramètre sur la qualité de l'oxydation et donc de la structure étudiée.

IV. CARACTERISTIQUES CAPACITE-TENSION (C-V) ET COURANT-TENSION (J-V):

IV.1. Caractéristiques C-V:

La figure-IV.3(a) montre une caractéristique C-V typique mesurée sur une diode de l'échantillon A300. On constate que l'hystérésis est faible (quelques dixième de volts). La hauteur de barrière déduite des courbes $1/C^2$ en fonction de la tension de polarisation (figure-IV.3(b)) est de 0,66eV.

Il faut noter que pour l'échantillon A300, malgré la faible épaisseur de l'oxyde (65Å), on a pu aller jusqu'à environ 3V en polarisation directe et voir le début de la saturation, résultats que l'on ne pouvait pas avoir avec les échantillons étudiés dans le chapitre III.

Pour l'échantillon A500, les caractéristiques C-V présentent une reproductibilité médiocre comparé à l'échantillon A300. On observe également que la capacité chute brusquement vers une tension de quelques dixièmes de volts au-dessus de zéro (caractéristique similaire à celle des diodes MIS tunnel), figure-IV.4, ce qui montre, à priori, que la puissance plasma est probablement à l'origine de ce résultat.

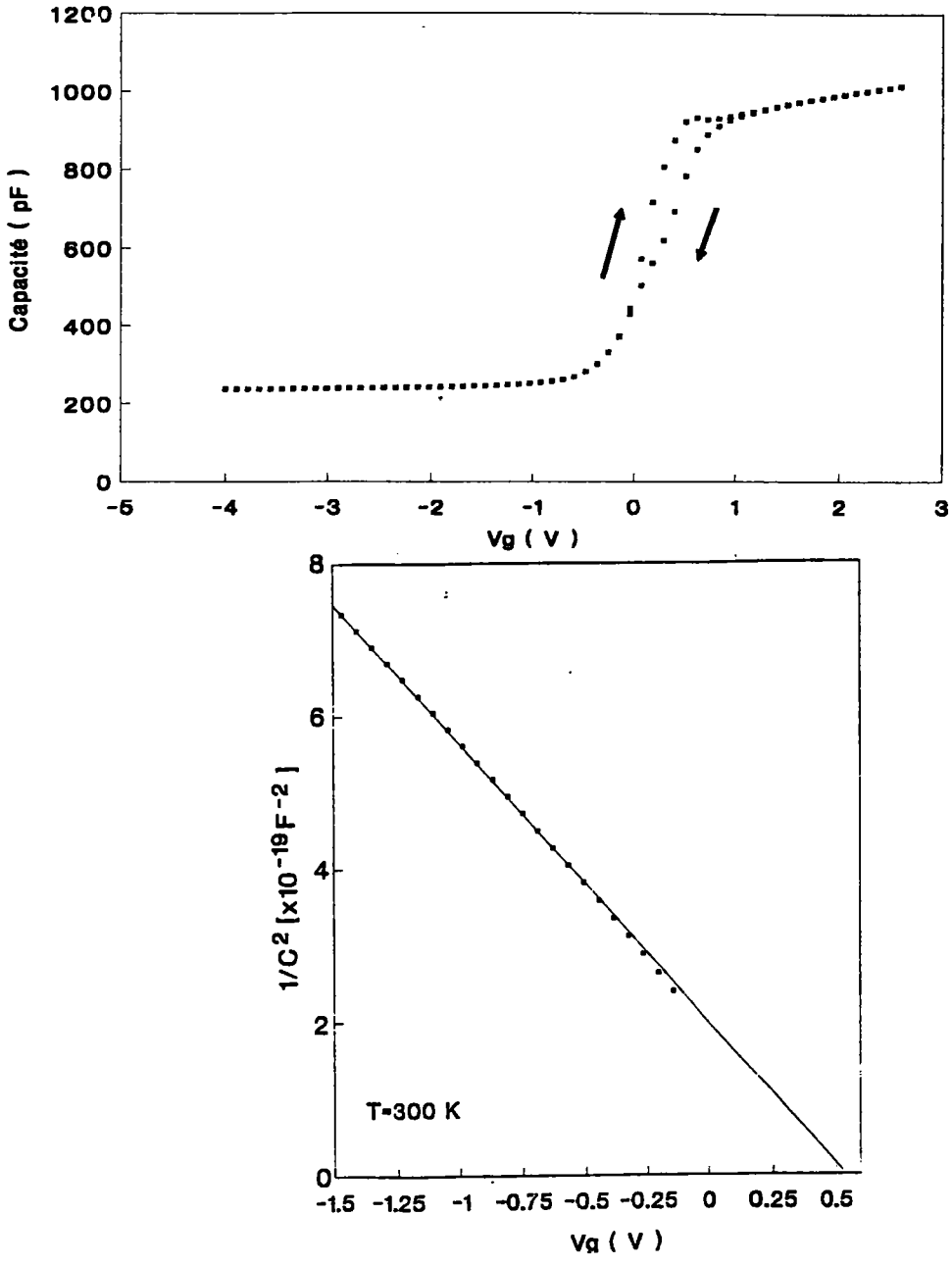


Figure-IV.3: (a) Caractéristique C-V et (b) courbe $1/C^2$ en fonction de la tension de polarisation pour l'échantillon A300.

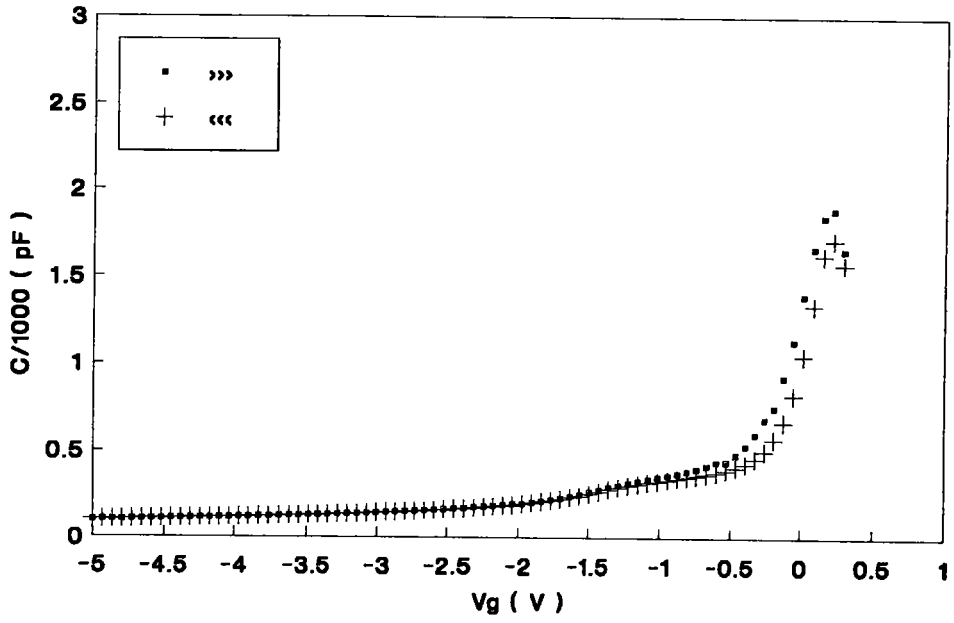


Figure-IV.4: Caractéristique C-V typique pour l'échantillon A500.

IV.2. Caractéristiques J-V:

Des mesures J-V ont été faites sur les six diodes des deux échantillons étudiés. Dans le meilleur des cas (échantillon A300) le courant inverse est de l'ordre de $5x10^{-5}$ Acm^{-2} (figure-IV.5), ce qui correspond à une hauteur de barrière effective de l'ordre de 0,61eV.

La figure-IV.6 montre une caractéristique J-V typique mesurée sur les six diodes de l'échantillon A500. Le courant inverse est de l'ordre de $5x10^{-3}$ Acm^{-2} , ce qui correspond à une hauteur de barrière effective de l'ordre de 0,51eV.

Les hauteurs de barrière effectives mesurées restent malgré tout faibles par rapport aux résultats du chapitre III. Néanmoins, la reproductibilité des caractéristiques dans le temps est satisfaisante (échantillon A300) comparée à celle des caractéristiques électriques obtenues au chapitre III.

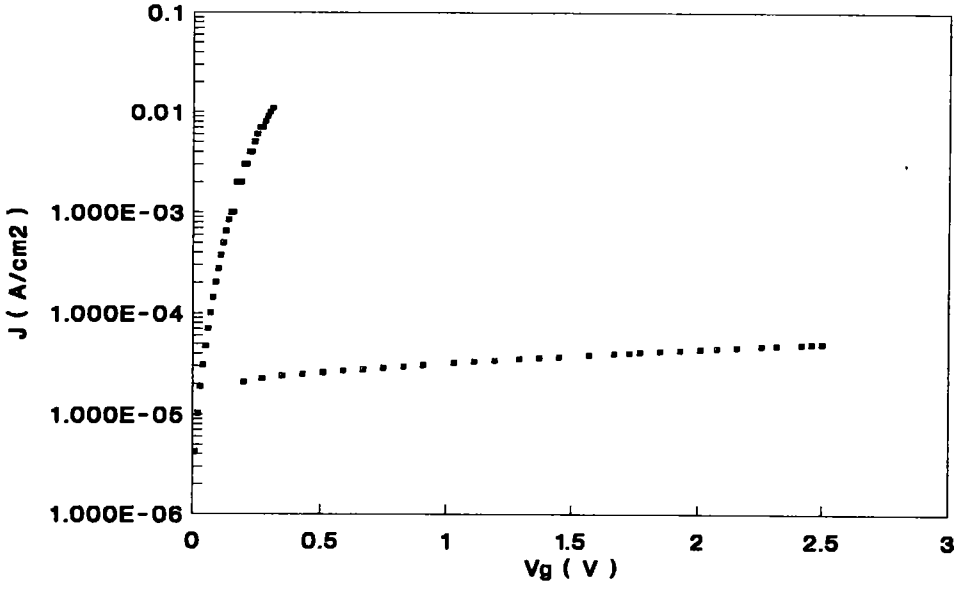


Figure-IV.5: Caractéristique J-V typique mesurée sur les diodes de l'échantillon A300.

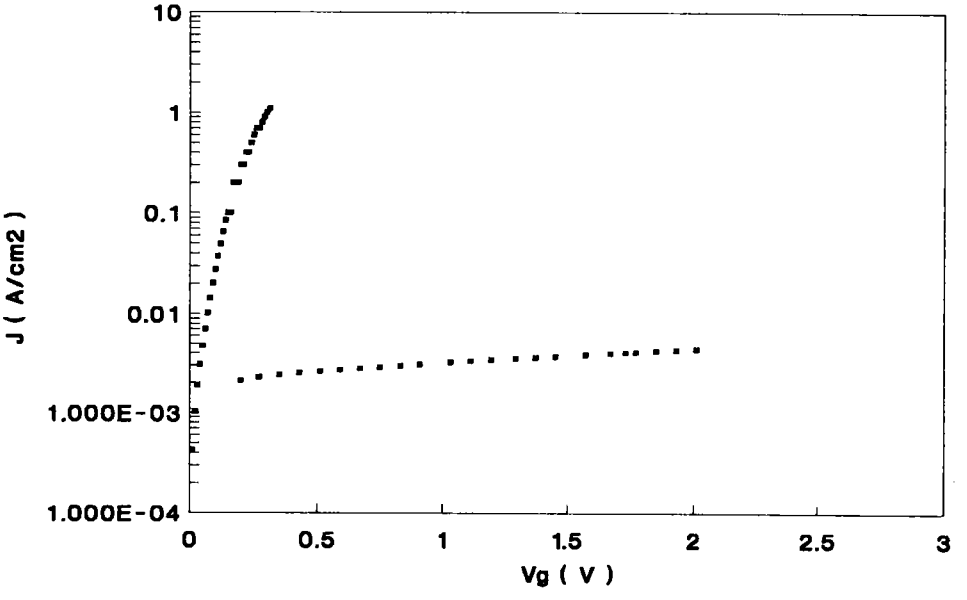


Figure-IV.6: Caractéristique J-V typique mesurée sur les diodes de l'échantillon A500.

V. CARACTERISATION DES STRUCTURES PAR SPECTROSCOPIE DLTS:

On observe que l'amplitude du signal DLTS a diminué considérablement, ce qui montre que la surface de l'InP n'a pas subi une forte dégradation durant l'oxydation. C'est un résultat très important par rapport à ceux obtenus sur les structures précédentes qui présentaient un signal DLTS dépassant dans la plupart des cas les possibilités de notre système de mesure.

La figure-IV.7 montre deux spectres DLTS typiques, mesurés dans les mêmes conditions, présentant un pic large entre 200 et 350K, avec une amplitude relative maximale $\left(\frac{\Delta C}{C_o}\right)$ de $5x10^{-3}$ pour l'échantillon A300 et $2x10^{-2}$ pour l'échantillon A500 (contre $6x10^{-2}$ dans le meilleur des cas au chapitre III) et dont l'évolution en fonction des différents paramètres (voir plus loin) montre que ce n'est pas un défaut unique.

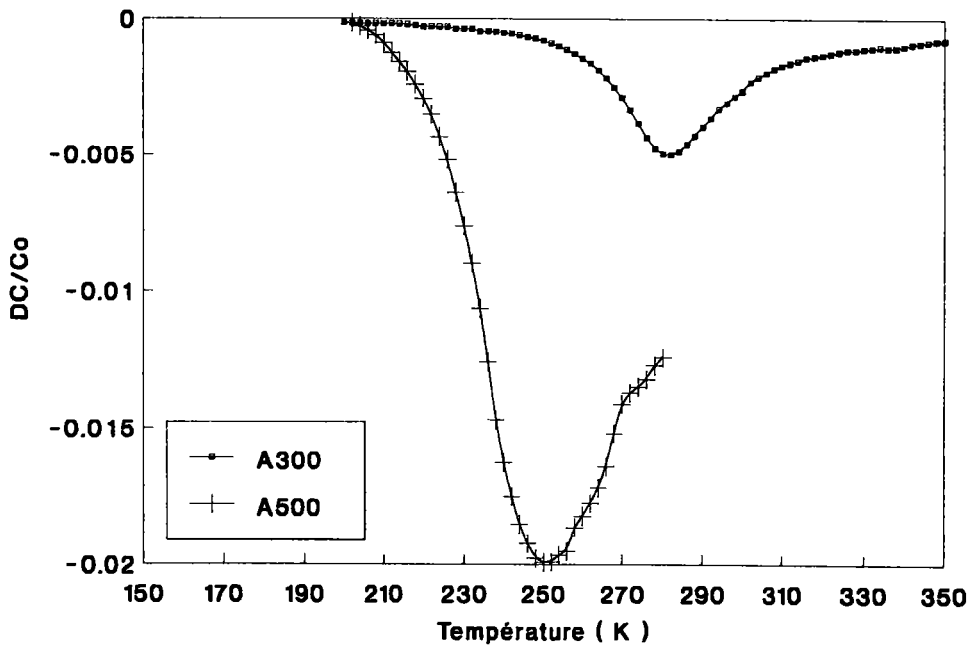


Figure-IV.7: Spectres DLTS typiques mesurés entre 200 et 350K pour les deux échantillons étudiés: (a) échantillon A300 et (b) échantillon A500.

La figure-IV.7 montre bien que l'utilisation d'une puissance plasma plus élevée (500W) induit une densité de défauts plus forte (cas de l'échantillon A500). Par contre une puissance plasma de 300W semble plus adéquate du fait qu'elle entraîne une densité de défaut plus faible (cas de l'échantillon A300).

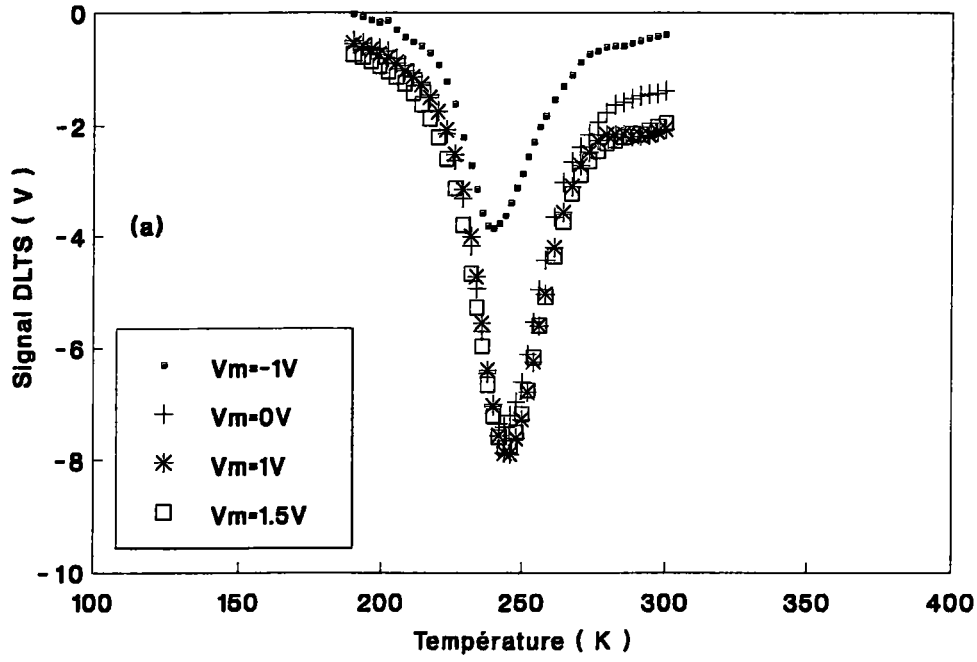
Dans ce paragraphe, nous allons présenter les résultats les plus significatifs montrant l'évolution des spectres mesurés en fonction des paramètres de mesure. L'analyse qualitative et quantitative des résultats sera présentée afin de montrer l'intérêt de l'utilisation d'une excitation micro-onde.

V.1. Etude de la saturation en fonction de Vm et de tp:

Les mesures en fonction de différentes hauteurs Vm et largeurs tp de l'impulsion de remplissage effectuées sur l'échantillon A300, montrent que la saturation est atteinte pour $Vm \geq 0,5V$ et $tp \geq 5ms$ (figure-IV.8).

Si on considère l'évolution des spectres DLTS donnée sur la figure-IV.8, on pourrait conclure que le pic observé est lié à un défaut discret(2) que l'on peut caractériser par la méthode classique de Lang(3). Dans le paragraphe suivant nous allons donner les résultats de cette caractérisation, ainsi qu'une interprétation de ces résultats.

L'échantillon A500 présente une amplitude DLTS dépassant, dans la plupart des cas, les limites de notre système de mesure, l'étude de la saturation en fonction de Vm et de tp ne peut être significative comme le montre la figure-IV.9.



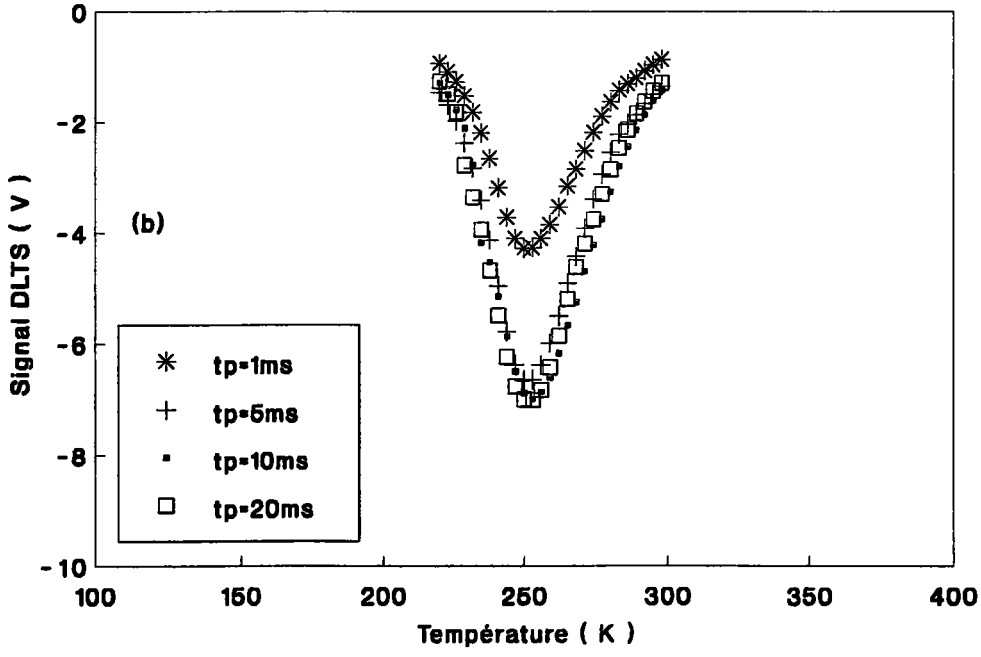
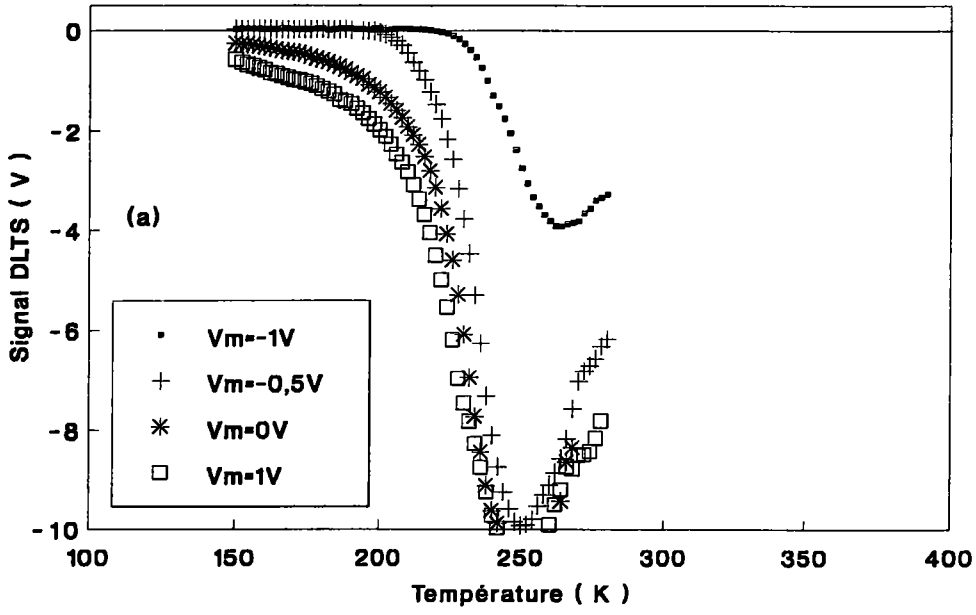


Figure-IV.8: Spectres DLTS de l'échantillon A300: (a) en fonction de Vm, (b) en fonction de tp.



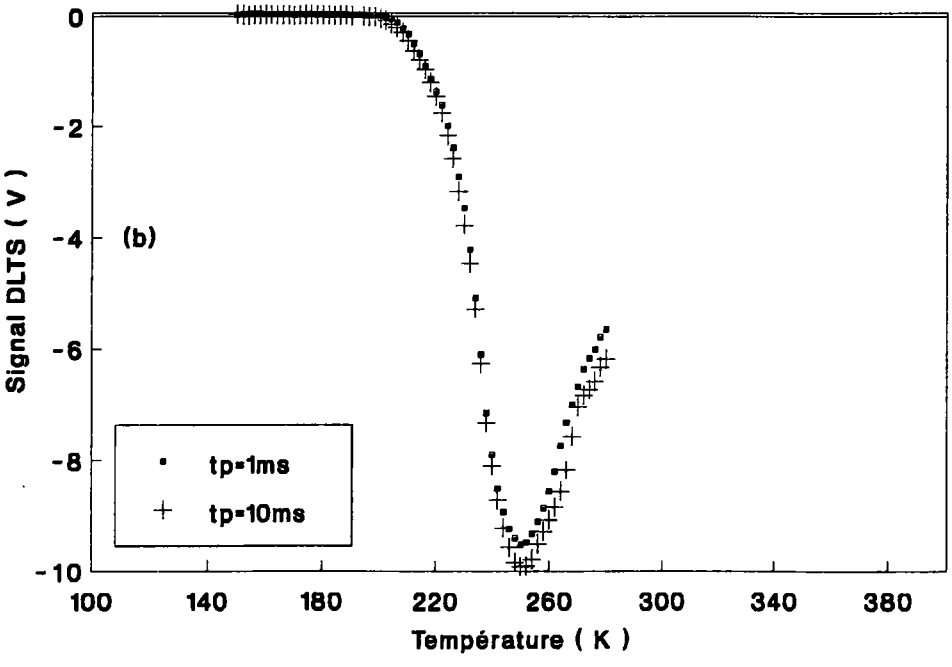


Figure-IV.9: Spectres DLTS de l'échantillon A500: (a) en fonction de Vm, (b) en fonction de tp.

V.2. Détermination de l'énergie d'activation et de la section efficace de capture:

D'après le paragraphe précédent et en supposant que le pic observé correspond à la réponse d'un défaut unique, on a fait des mesures DLTS sur l'échantillon A300 (dans les conditions de saturation citées précédemment) à différentes fréquences afin de déterminer les paramètres de ce défaut selon la méthode de Lang(3). On trouve:

$$E_a=0,43eV$$

$$\sigma_n=1,1x10^{-17}cm^2$$

Les paramètres de ce niveau sont corrélés à ceux des niveaux observés par différents auteurs. Le tableau-II, résume les résultats obtenus par ces auteurs ainsi que l'origine éventuel du défaut.

A partir de ces paramètres, nous avons effectué des calculs de simulation afin de reproduire les spectres mesurés. La figure-IV.10 montre: les spectres DLTS mesurés à différentes fréquences et la signature du défaut. On observe que le diagramme d'Arrhénius (figure-IV.10(b)) présente une bonne linéarité. La figure-IV.11, montre la comparaison des spectres calculés avec les spectres mesurés expérimentalement à différentes fréquences. Malgré les écarts observés sur les amplitudes, les résultats obtenus sont satisfaisants par rapport à ceux exposés dans le chapitre III. En effet, la largeur à mi-hauteur des pics DLTS est réduite et l'amplitude du signal est nettement plus faible.

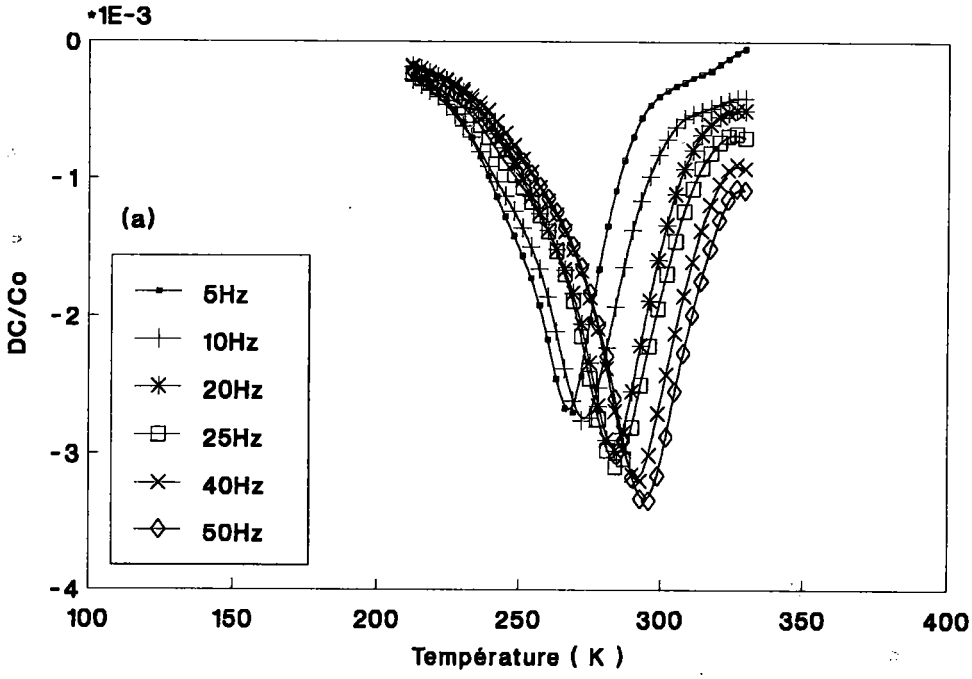
La figure-IV.12 montre, à titre de comparaison, d'une part un spectre de l'échantillon A300 et d'autre part, celui d'un échantillon fabriqué dans le réacteur 2 (voir chapitre III, partie B) avec des conditions de mesure identiques.

Malgré cette approche satisfaisante, on ne parvient pas à expliquer par un modèle à défaut unique, l'augmentation de l'amplitude du signal DLTS avec la fréquence. La mesure de la section efficace de capture en fonction de la température (4), figure-IV.13, montre que ce paramètre varie très peu entre 240 et 300K et ne peut donc pas être à l'origine de ce phénomène.

Le fait que l'on retrouve à différentes fréquences la position en température de ce pic à l'aide de ce modèle, montre que l'on est en préssence d'un défaut prépondérant. Celui-ci correspondrait probablement au niveau situé à 0,43eV en dessous de la bande de conduction. D'autres contributions plus faibles que l'on ne peut pas déterminer avec précision par la méthode classique de Lang(3) restent cependant présentes.

Références	Pièges	Paramètres		Observations	Origine présumée
		Ea (eV)	σ_n (cm^2)		
Wada et al. (1980) (7)	E	0,43	$5{,}8 \times 10^{-15}$	Concentration augmente à 450°C sous H_2	défaut natif du réseau
Yamazoe et al. (1981) (8)	E_5	0,42	$3{,}3 \times 10^{-17}$	= A (Wada et al.). Apparaît par recuit sous vide (350°C/1h). N'apparaît pas recuit sous pression de phosphore.	Complexe V_D-impureté ou complexe incluant Fe
Yamamoto et al. (1989) (13)	B	0,44			Complexe défaut natif-impureté
Iliadis et al. (1989) (9)	B1	0,43	$2{,}6 \times 10^{-11}$	= E (Wada et al.) = E_5 (Yamazoe et al.)	Complexe V_D-Fe
Tin et al. (1989) (10)	E	0,45±0,02	$3 \pm 2 \times 10^{-17}$	= E_5 (Yamazoe et al.) Défaut de volume	
Kim et al. (1990) (11)	EK5	0,43	$8{,}8 \times 10^{-14}$	= E (Wada et al.) = E_5 (Yamazoe et al.)	Complexe impureté-V_D
Kadoun (1994) (12)	E_3	0,43	3×10^{-12}		Complexe V_D-Fe

Tableau-II



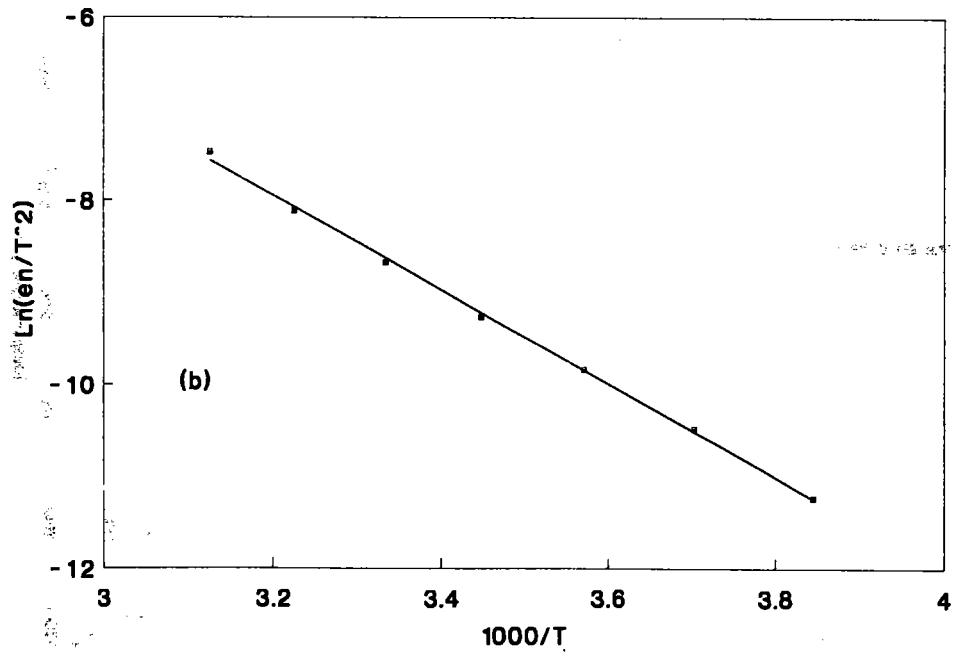


Figure-IV.10: Echantillon A300: (a) Spectres DLTS en fonction de f_0, et (b) Diagramme d'Arrhénius.

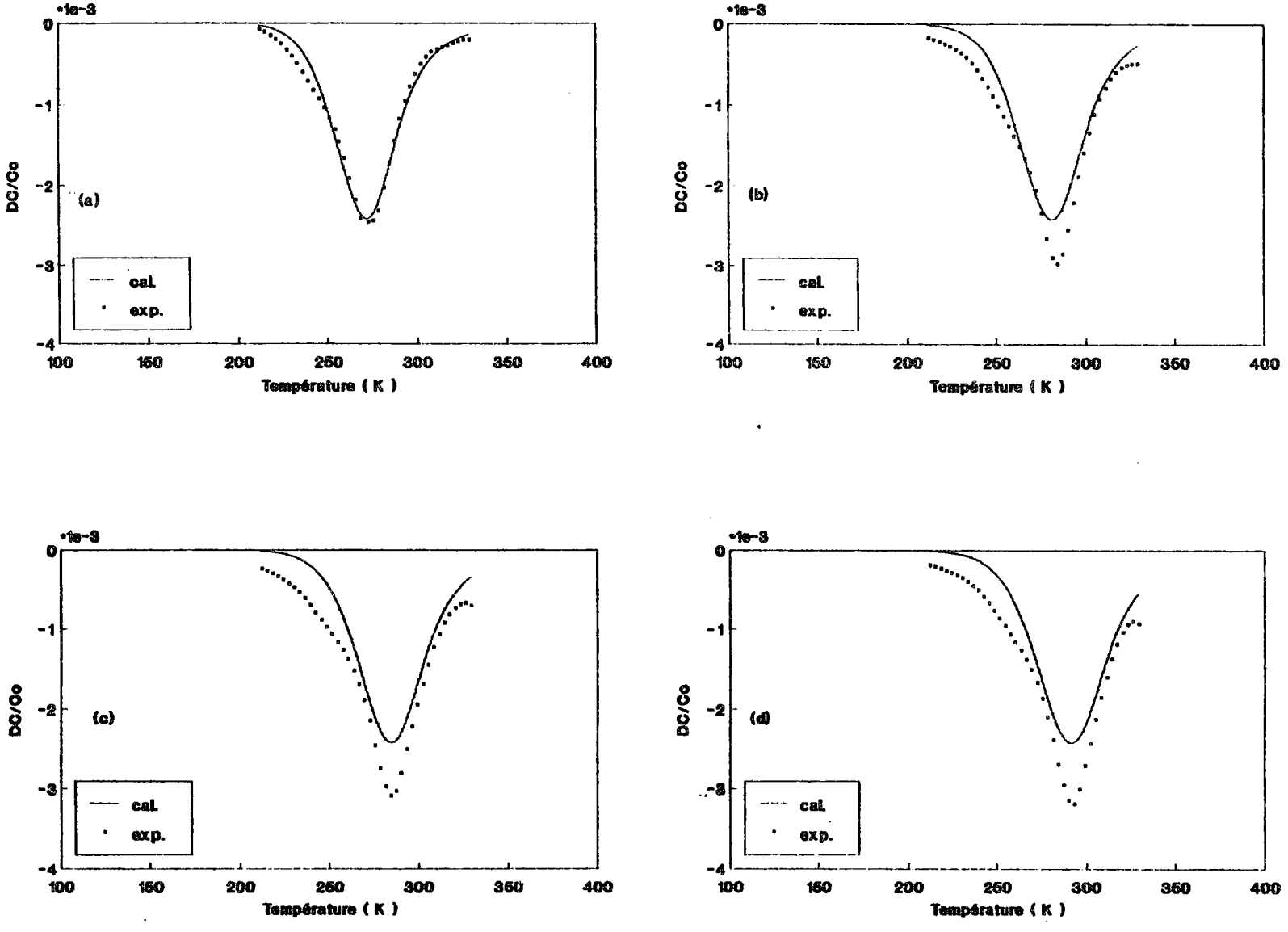


Figure-IV.11: Comparaison des spectres calculés avec les spectres mesurés à différentes fréquences: (a) 10Hz, (b) 20Hz, (c) 25Hz et (d) 40Hz.

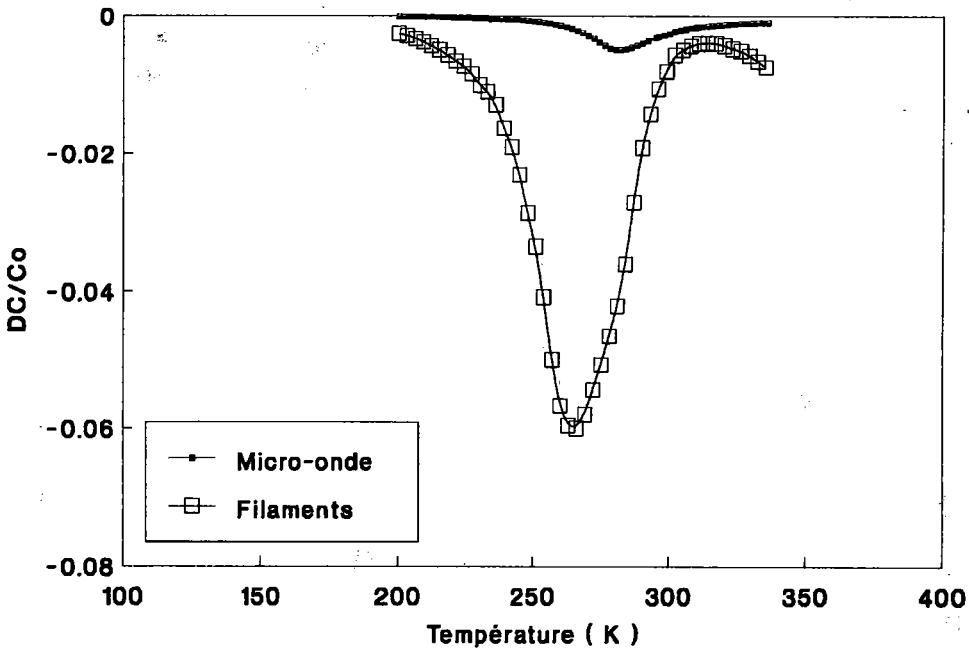


Figure-IV.12: comparaison entre deux spectres mesurés dans les mêmes conditions pour l'échantillon A300 (excitation micro-onde) et un échantillon oxydé en plasma multipolaire avec excitation filaments (chapitre III partie B).

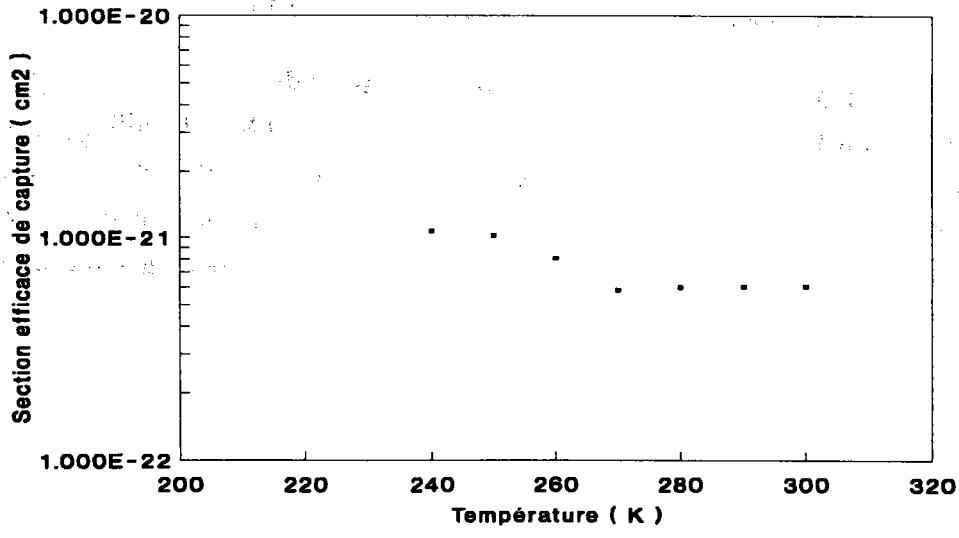


Figure-IV.13: Variation de la section efficace de capture en fonction de la température.

V.3. Reproductibilité des résultats:

L'étude de la reproductibilité a été effectuée sur les différentes diodes des plaquettes étudiées ainsi qu'à des intervalles de temps différents sur une même diode. Cette étude a pour but principal de montrer la stabilité des caractéristiques dans le temps, l'uniformité de l'oxyde et de comparer les résultats obtenus à ceux du chapitre III.

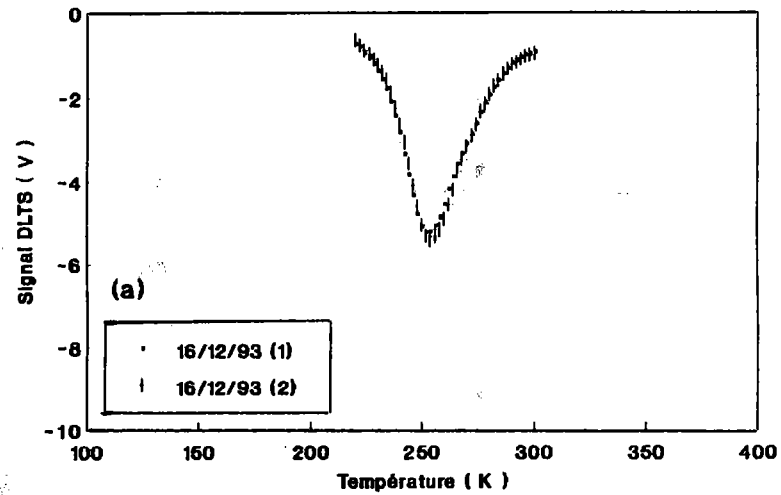
Sur une même diode on constate que deux spectres mesurés successivement dans les mêmes conditions sont parfaitement identiques comme le montre la figure-IV.14(a).

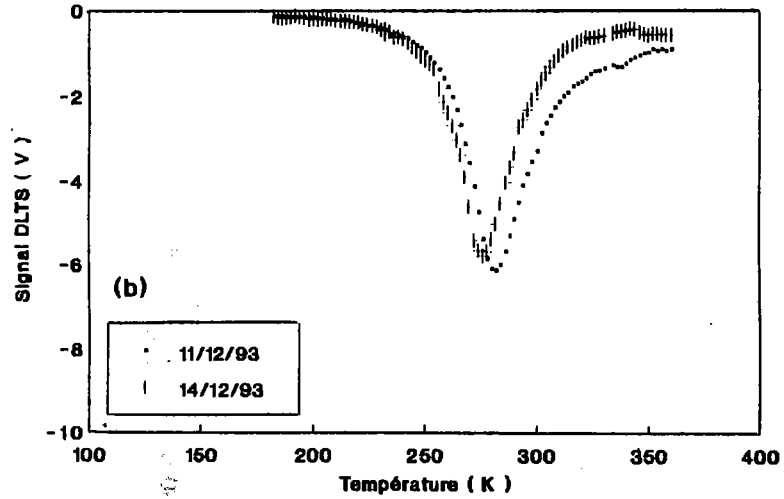
Par contre après un jour d'intervalle ou plus, l'allure générale des spectres reste la même mais ceux-ci diffèrent légèrement par la position en température et/ou l'amplitude comme le montre la figure-IV.14(b).

Si on considère différentes diodes d'un même échantillon, on constate que les résultats présentent une large dispersion d'une diode à l'autre comme le montre la figure-IV.14(c). Ceci est probablement dû au fait que l'épaisseur de l'oxyde n'est pas uniforme sur toute la surface du substrat.

Des mesures similaires ont été effectuées sur l'échantillon A500, la figure-IV.15(a) montre deux spectres mesurés à une semaine d'intervalle et on voit bien que l'on retrouve le même résultat. La figure-IV.15(b) montre deux spectres mesurés sur quatre diodes de l'échantillon A500 et on constate que les résultats obtenus indiquent une bonne reproductibilité et donc une meilleure uniformité de l'oxyde sur la surface du substrat.

Ce dernier résultat montre qu'avec une puissance plasma de 500W l'oxydation est plus uniforme que dans le cas de l'utilisation d'une puissance de 300W (échantillon A300). Malheureusement, ce résultat intéressant est masqué par le fait que l'utilisation de cette puissance (500W) induit une forte densité de défauts comme le montre la figure-IV.7 probablement due à une forte dégradation de la surface du substrat au cours de l'oxydation.





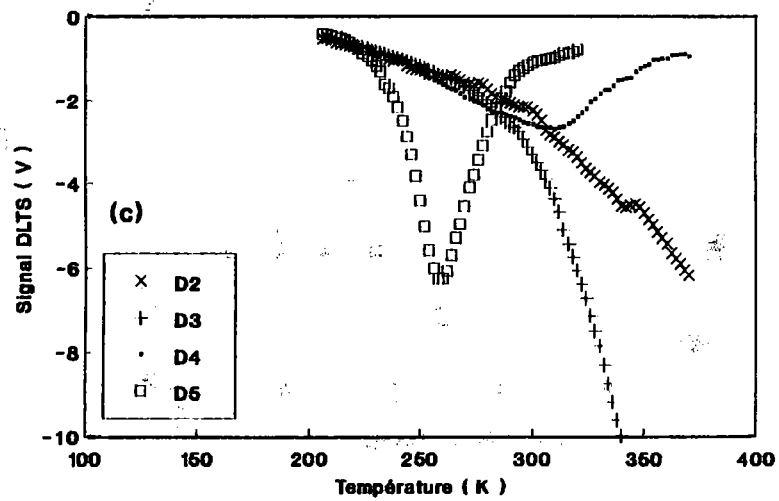
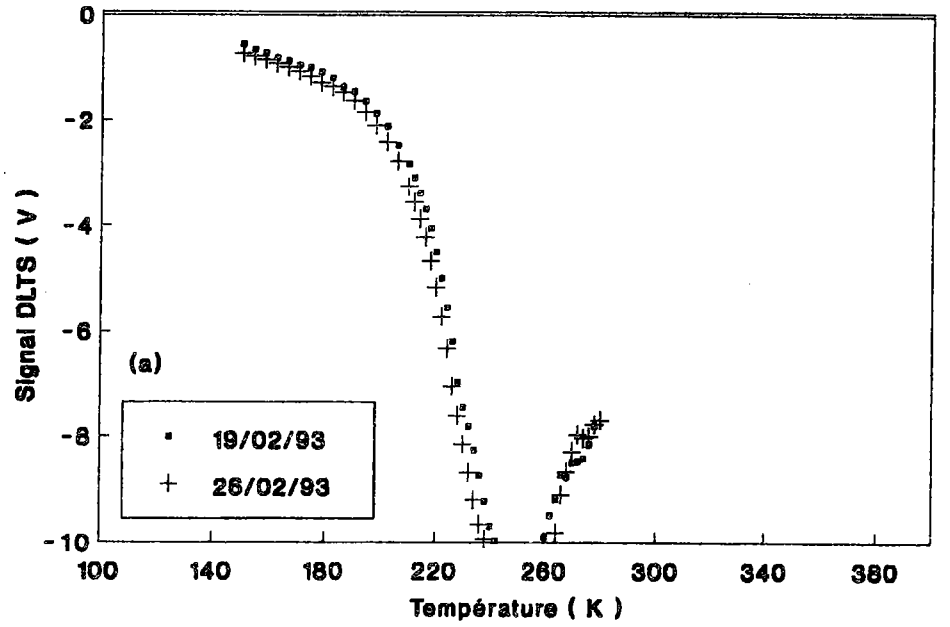


Figure-IV.14: Spectres mesurés: (a) successivement (à 30min d'intervalle), (b) à trois jours d'intervalle et (c) sur différentes diodes, de l'échantillon A300.



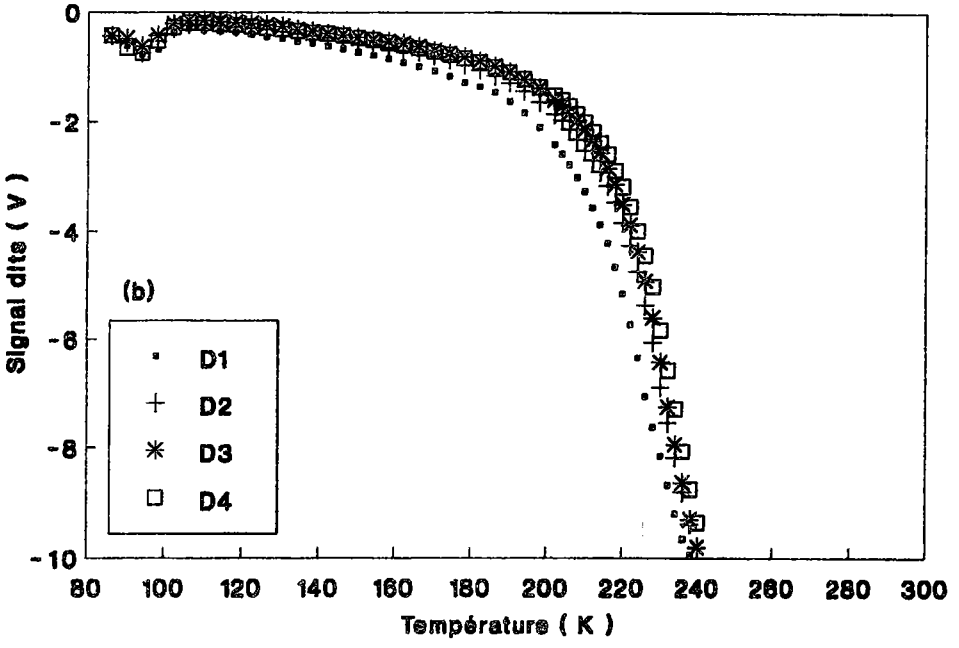


Figure-IV.15: Spectres mesurés: (a) à une semaine d'intervalle et (b) sur différentes diodes, de l'échantillon A500.

Dans notre cas et en comparant avec les résultats présentés dans le chapitre précédent, on peut dire que la reproductibilité des spectres DLTS mesurés dans les mêmes conditions est satisfaisante voire parfaite pour des mesures successives (30min d'intervalle).

Si l'on compare ces résultats à ceux obtenus dans le chapitre III, on constate que la stabilité des structures est nettement meilleure. L'éxcitation micro-onde est à l'origine de cette amélioration.

V.4. Calcul de la distribution des états d'interface:

D'après le comportement des spectres DLTS en fonction des paramètres de mesure, nous avons calculé la distribution des états d'interface [5,6] (en prenant une valeur moyenne pour la section efficace de capture: $10^{-16}cm^2$). Sur la figure-IV.16, on donne deux spectres correspondant aux échantillons A300 et A500.

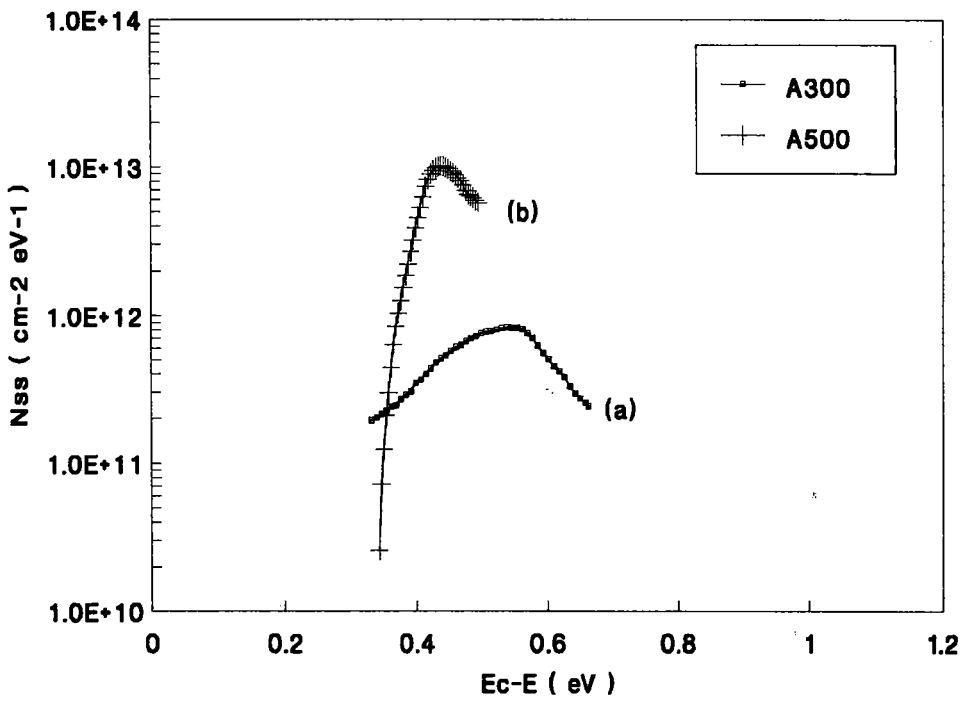


Figure-IV.16: Distribution de la densité des états d'interface pour: (a) échantillon A300 et (b) échantillon A500.

On constate alors que pour l'échantillon A300 (puissance de décharge 300W), la densité d'états d'interface varie entre $2x10^{11}cm^{-2}eV^{-1}$ et un maximum de $8x10^{11}cm^{-2}eV^{-1}$ vers 0,55eV en dessous de la bande de conduction. Alors que pour l'échantillon A500 (puissance de décharge 500W), la densité d'états d'interface varie entre $2x10^{10}cm^{-2}eV^{-1}$ et un maximum de $10^{13}cm^{-2}eV^{-1}$ vers 0,45eV en dessous de la bande de conduction.

Ce résultat peut être expliqué par le fait que lorsqu'on augmente la puissance de décharge il y a dégradation au niveau de la surface de l'InP au cours de l'oxydation donc augmentation de la densité d'états d'interface. Ceci confirme l'analyse du paragraphe précédent.

Si l'on compare les résultats obtenus sur l'échantillon A300 à ceux obtenus pour un des échantillons décrit au chapitre III partie B, on constate que la densité d'états d'interface a nettement diminué, comme le montre la figure-IV.17. Ce résultat montre bien que l'excitation micro-onde est mieux adaptée à ce type de procédé que l'excitation par cathode chaude.

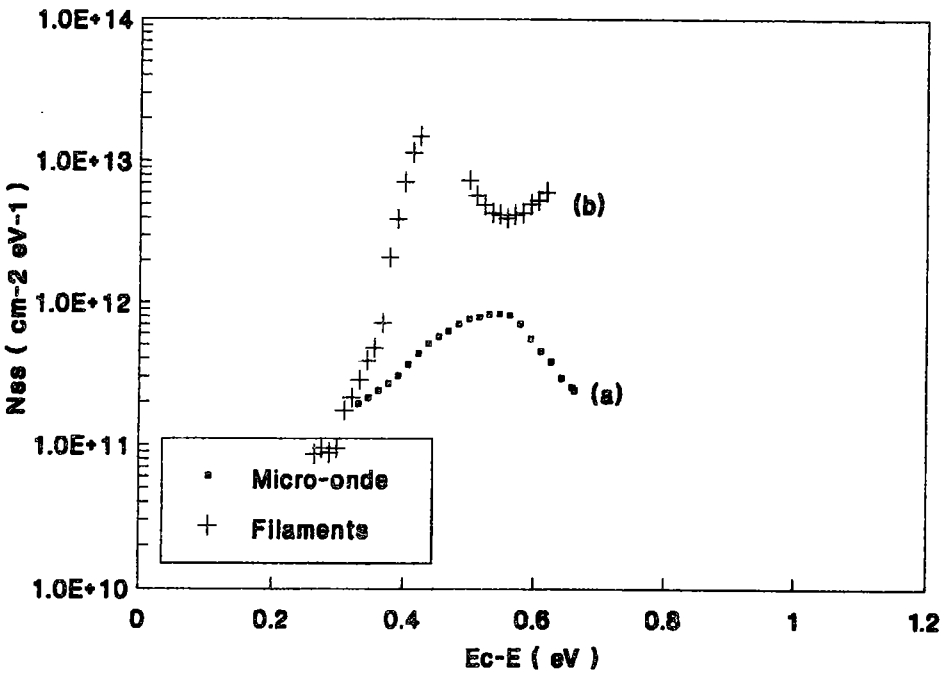


Figure-IV.17: Distribution de la densité des états d'interface pour: (a) échantillon A300 (micro-onde) et (b) échantillon BC2MF (excitation cathode chaude, chapitre III partie B).

VII. CONCLUSION:

Ce mode d'excitation mis au point récemment au LPMI, ne nous a pas permis d'exploiter tous les résultats ni de faire toutes les mesures programmées (travail en cours). Néanmoins cette étude préliminaire qui montre l'influence de la puissance utilisée sur la qualité des structures étudiées permet de mettre en évidence l'intérêt de l'utilisation d'une excitation micro-onde.

En effet, les résultats obtenus montrent:

i) un accord satisfaisant entre les spectres calculés et mesurés en utilisant un modèle à défaut unique, résultat que l'on ne parvenait pas à obtenir pour les échantillons étudiés au chapitre III. En effet la largeur à mi hauteur du pic DLTS a diminué ainsi que son amplitude, ce qui montre que l'interface n'a pas subi une forte dégradation au cours de l'oxydation.

ii) une nette diminution des densités d'états d'interface correspondant probablement à une diminution en nombre et/ou en densité des défauts dus à l'oxydation.

iii) l'utilisation d'une puissance plasma de 500W permet une meilleure reproductibilité des résultats dans le temps mais provoque une plus forte dégradation de la surface de l'InP au cours de l'oxydation que dans le cas d'une puissance de 300W. Ces résultats sont confirmés par le calcul de la distribution de la densité d'états d'interface dans les deux cas.

Ces résultats obtenus sur les premiers échantillons fabriqués, sont très importants si l'on considère que l'on est au début des investigations pour l'optimisation du procédé.

CHAPITRE V

ETUDE PAR SPECTROSCOPIE DLTS DES STRUCTURES OXYDEES HORS PLASMA RF

I. INTRODUCTION:

Dans les deux chapitres précédents, nous avons exposé et analysé les résultats obtenus. Dans les deux cas, les échantillons étaient dans le plasma au cours de l'oxydation; ce qui comme nous l'avons déjà signalé précédemment induisait une forte dégradation de la surface de l'InP. Si l'oxydation se faisait hors plasma, obtiendrait-on de meilleurs résultats? Tel est le propos de ce chapitre.

Dans ce chapitre, nous présentons une étude comparative des spectres DLTS obtenus sur quatre échantillons oxydés hors plasma RF d'oxygène avec ou sans illumination (lampe Quartz-Iode) en fonction de leur positions par rapport à la lampe et à l'axe de la décharge.

L'importance de la présence de la lampe et de sa position par rapport à l'échantillon sera mise en évidence expérimentalement par des mesures C(V), J(V) et principalement par spectroscopie DLTS[7].

Cette étude permet de compléter nos investigations sur les processus d'oxydation en milieu plasma, le but final étant de comparer les résultats obtenus à ceux de l'oxydation en plasma multipolaire d'oxygène avec excitation filaments ou micro-onde (chapitres III et IV).

II. DESCRIPTION DES STRUCTURES ETUDIEES:

Les substrats sont, dans tous les cas, de l'InP de type n d'origine Métaux Spéciaux, orienté (100) et de dopage environ $10^{16}cm^{-3}$.

Dans le chapitre III partie B, nous avons vu que la diode Schottky Métaux spéciaux (BM1SK) présentait une bonne reproductibilité des résultats dans le temps, ce qui justifie le choix d'un substrat de même origine pour la réalisation des structures étudiées dans ce chapitre.

II.1. Préparation de la surface:

a) Surface non polie:

Attaque HCl 1:1 pendant 48s.

Rinçage à l'eau désionisée et ensuite à l'alcool pur.

Séchage à l'azote avant mise sous vide.

b) Surface polie:

Attaque HCl 1:3 pendant environ 2min.

Rinçage à l'eau désionisée et ensuite à l'alcool pur.

Séchage à l'azote avant mise sous vide.

II.2. Préparation des structures:

Les échantillons sont tous des structures Schottky oxydées hors plasma RF, on distingue quatre type d'échantillons selon leurs dispositions dans le réacteur (voir figure-V.1) par rapport à la lampe Q-I (Quartz-Iode) et à l'axe de la décharge.

La durée d'oxydation est de 15 minutes, la puissance de décharge est d'environ 20W et la pression environ 100mTorr pour les quatre échantillons.

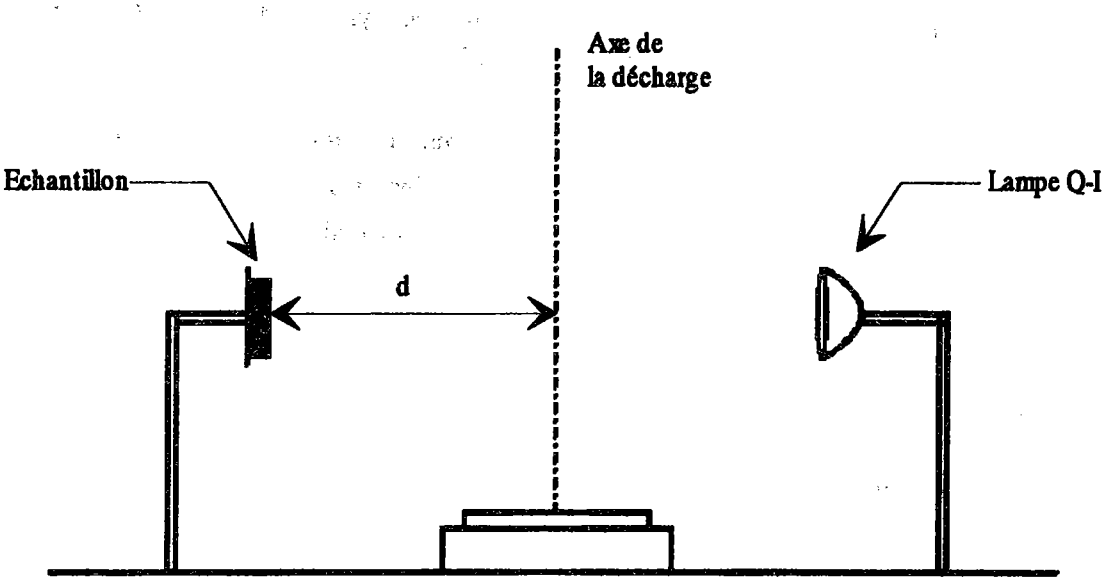


Figure-V.1: Représentation schématique de la position de l'échantillon dans le réacteur.

Le tableau-I résume ces quatre cas.

Echantillons	Distance Axe décharge-Echantillon d (mm)	Distance Lampe-Echantillon (mm)	Température de l'échantillon (°C)
1	70	100	180
2	40	70	200-220
3	70	Sans lampe	~ 80
4	40	Sans lampe	~ 100

Tableau-I

III. CARACTERISATION COURANT-TENSION J-V ET CAPACITE-TENSION C-V:

III.1. Caractéristiques J-V:

D'après les caractéristiques J-V, on constate que la présence de l'éclairement favorise l'oxydation d'autant plus que l'échantillon est plus près de l'axe de la décharge (Figure-V.2 (a) et (b)).

Par contre on voit que l'oxydation n'est pas bien activée pour les échantillons oxydés sans lampe (Figure-V.2 (c) et (d)). La présence de la lampe joue donc un rôle important dans l'oxydation.

On voit bien que les caractéristiques J-V pour les échantillons oxydés sans illumination sont médiocres et montrent des densités de courants trop élevées. Plus on rapproche l'échantillon de l'axe de la décharge plus on dégrade la caractéristique, ceci est probablement dû à une forte dégradation de la surface pendant l'oxydation.

Pour les échantillons oxydés avec illumination, le fait de réduire la distance cible-échantillon améliore la caractéristique en diminuant la densité de courant inverse, ceci est probablement dû à une oxydation plus prononcée.

Le tableau-II résume les résultats obtenus à partir des caractéristiques J-V à savoir la hauteur de barrière "effective" Φ_B et le facteur d'idéalité n.

Echantillons	Φ_B (eV)	n
1	0,58	1,36
2	0,61	1,83
3	0,41	-----
4	0,38	-----

Tableau-II

Le tableau-II confirme notre analyse sur l'influence de la lampe et la distance cible-échantillon:

i) Pour les échantillons traités sans illumination, les hauteurs de barrière trouvées sont de l'ordre de 0,4eV, valeur comparable à celles données dans la littérature[1,2] pour les structures Schottky Au-InP. Ce qui prouve que l'oxydation se développe très lentement à la température ambiante.

ii) Pour les échantillons oxydés en présence de la lampe, on trouve une hauteur de barrière de 0,58eV pour l'échantillon placé à 70mm de l'axe de la décharge et 0,61eV pour celui placé à 40mm de l'axe de la décharge. Cela montre qu'une couche isolante d'oxyde se forme avec une épaisseur qui croît lorsque le substrat se rapproche du centre de l'axe de la décharge.

L'analyse des caractéristiques C-V et des spectres DLTS nous permettra de mieux comparer les différents échantillons étudiés.

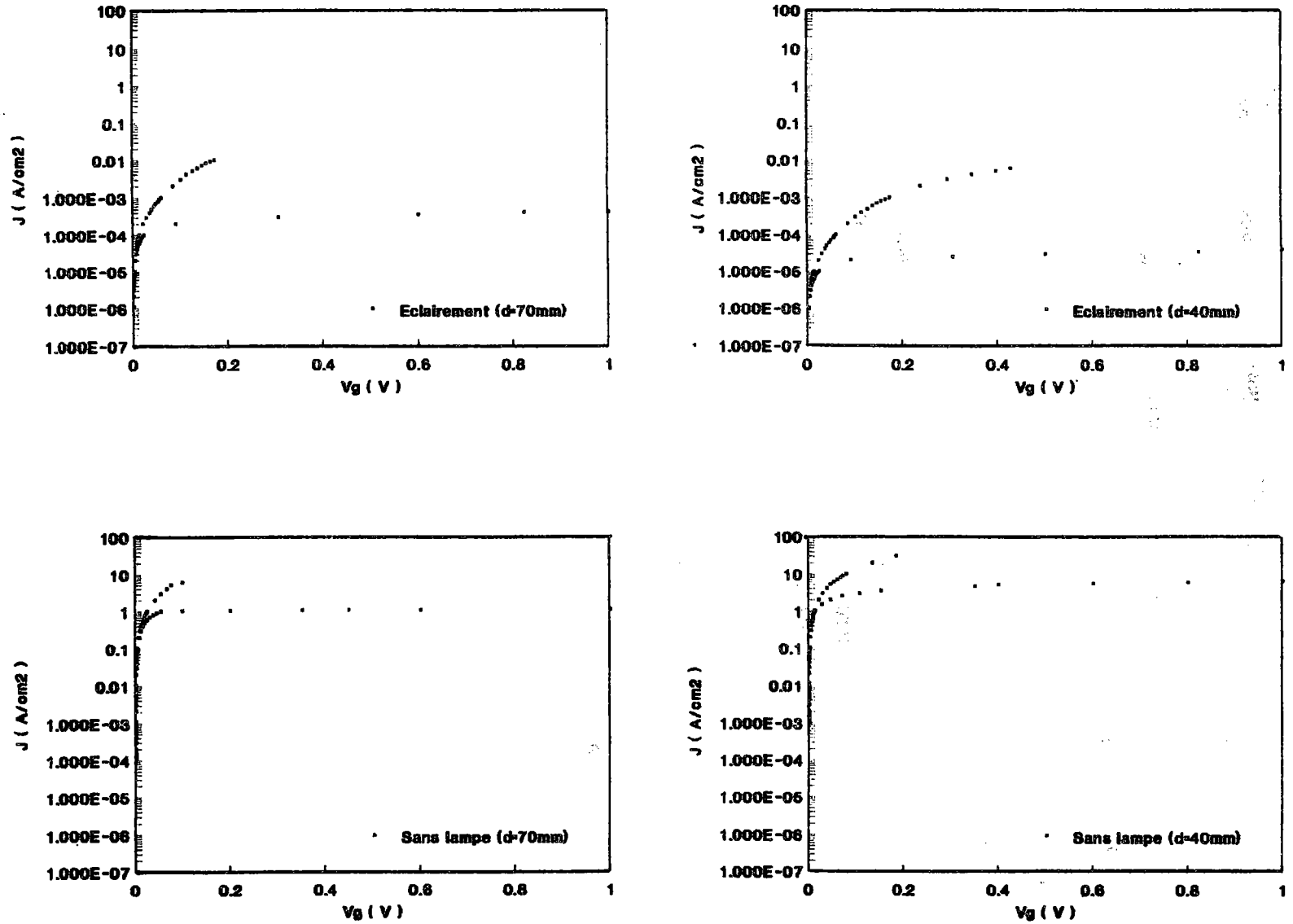


Figure-V.2: Caractéristiques J-V des quatre échantillons étudiés.

III.2. Caractéristiques C-V:

La Figure-V.3 montre quatre caractéristiques C-V typiques correspondant aux échantillons étudiés.

D'après la Figure-V.3, on peut faire les remarques suivantes:

i) Pour les échantillons 1 et 2 (oxydés sous éclairement), il faut noter que la saturation est obtenue en polarisation directe. L'épaisseur de l'oxyde formé est d'environ 36Å et 40Å pour les échantillons 1 et 2, respectivement.

ii) Pour les échantillons 3 et 4 (oxydés sans la présence de la lampe), on constate que la saturation en polarisation directe n'est pas atteinte; la mesure n'étant pas possible au delà de 1V pour l'échantillon 3 et de quelques dixièmes de volts pour l'échantillon 4. La caractéristique de ce dernier montre une "bosse" entre -1 et 0V correspondant probablement à un blocage partiel du niveau de Fermi dans la partie supérieure de la bande interdite. Cette observation est similaire à celle faite par CHOUJAA et al.(3) sur des structures MIS sur InP(n) .

Ces résultats montrent donc l'importance de l'éclairement dans ce type d'oxydation: elle favorise l'oxydation entre autre par l'élevation de la température de l'échantillon. Par ailleurs, il semble que le fait de rapprocher l'échantillon de l'axe de la décharge induit une forte dégradation de la surface de l'InP au cours de l'oxydation.

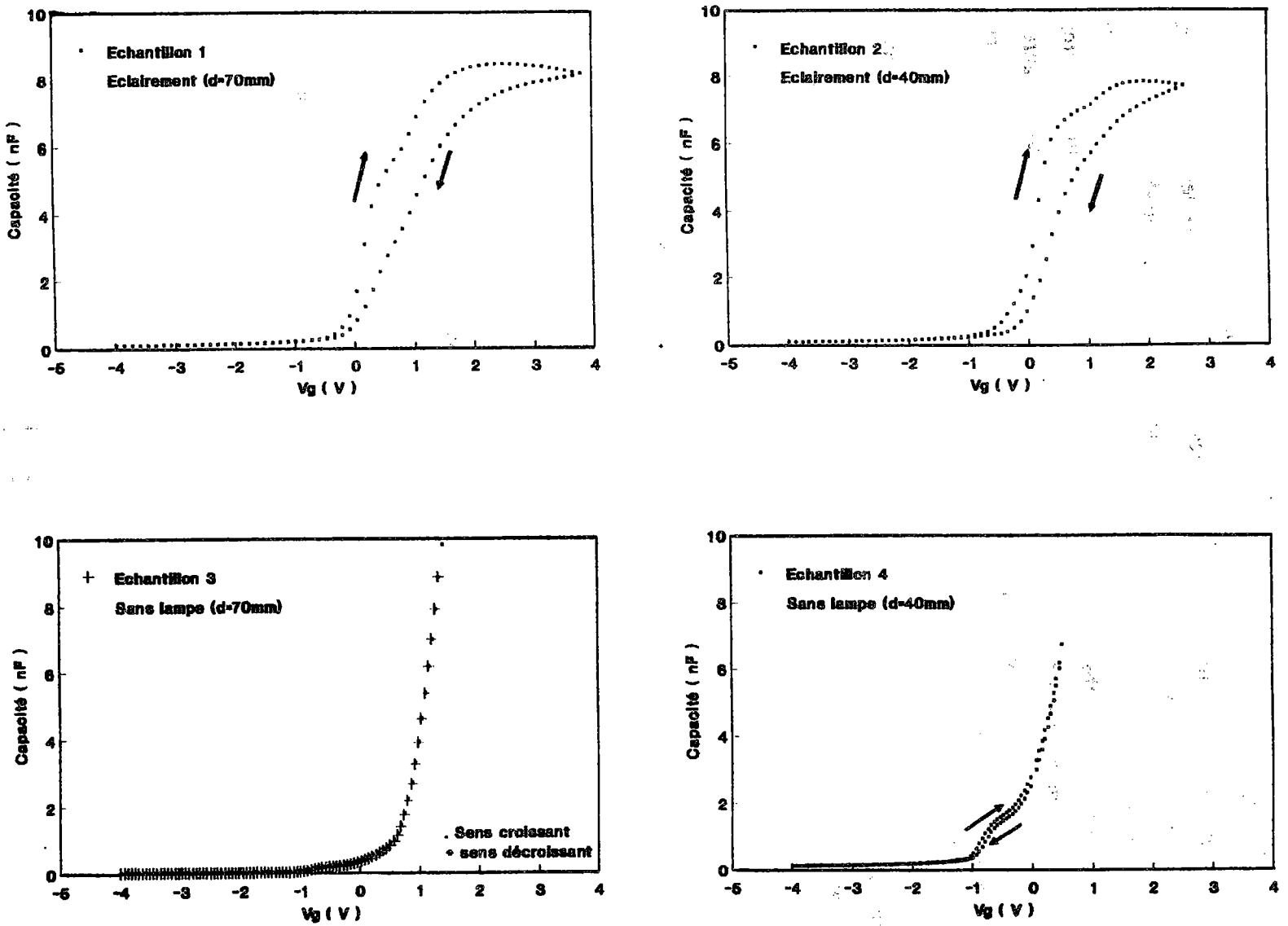


Figure-V.3: Caractéristiques C-V des quatre échantillons étudiés.

IV. ANALYSE DES SPECTRES DLTS:

La Figure-V.4 montre les spectres DLTS typiques mesurés dans les mêmes conditions pour les quatre échantillons étudiés. On observe à basse température (vers 150K) un pic DLTS de faible amplitude noté A sur la Figure-V.4 et dont le comportement en fonction des paramètres de mesures(4) montre qu'il s'agit d'un défaut de volume lié au substrat utilisé (ce pic se manifeste sur les quatre spectres indépendamment des conditions d'oxydation). Un deuxième pic noté B, sur la figure-V.4, est également observé. La position de ce pic varie d'un échantillon à un autre, ce qui a rendu très difficile l'analyse de ce pic.

L'analyse des caractéristiques J-V, nous a montré que les échantillons oxydés sans illumination présentent de forte densités de courant; ceci peut être attribué entre autre à la faible épaisseur de l'oxyde formé. En effet, cela est confirmé par les spectres DLTS, Figure-V.4, où l'on voit bien que l'oxydation a été peu voire très peu activée en raison de la limitation de la mesure par de forts courants de fuites. Ainsi pour l'échantillon 4 placé à 40mm de l'axe de la décharge les mesures n'ont pas pu être faites au delà de 270K, tandis que pour celui placé à 70mm de l'axe de la décharge (échantillon 3) la mesure s'arrête à environ 320K. Pour le premier (échantillon 4) ceci est probablement dû à une forte dégradation de la surface vu la proximité de l'axe de la décharge (40mm).

Pour les échantillons oxydés en présence de la lampe, les spectres DLTS montrent qu'il y a eu effectivement oxydation. Le pic observé à température ambiante est plus large pour l'échantillon 2 placé à 40mm de l'axe de la décharge. Ceci peut être expliqué par la proximité de ce dernier de l'axe de la décharge et par conséquent une plus forte dégradation de la surface de l'InP pendant l'oxydation.

Pour avoir une idée précise sur la densité des défauts observés, on donne dans le tableau-III l'amplitude maximale relative $\frac{\Delta C}{C_o}$, du signal DLTS, mesurée pour les échantillons 1 et 2 dans les mêmes conditions.

Echantillons	1	2
$\frac{\Delta C}{C_o}$	$1{,}2 \times 10^{-2}$	5×10^{-2}

Tableau-III

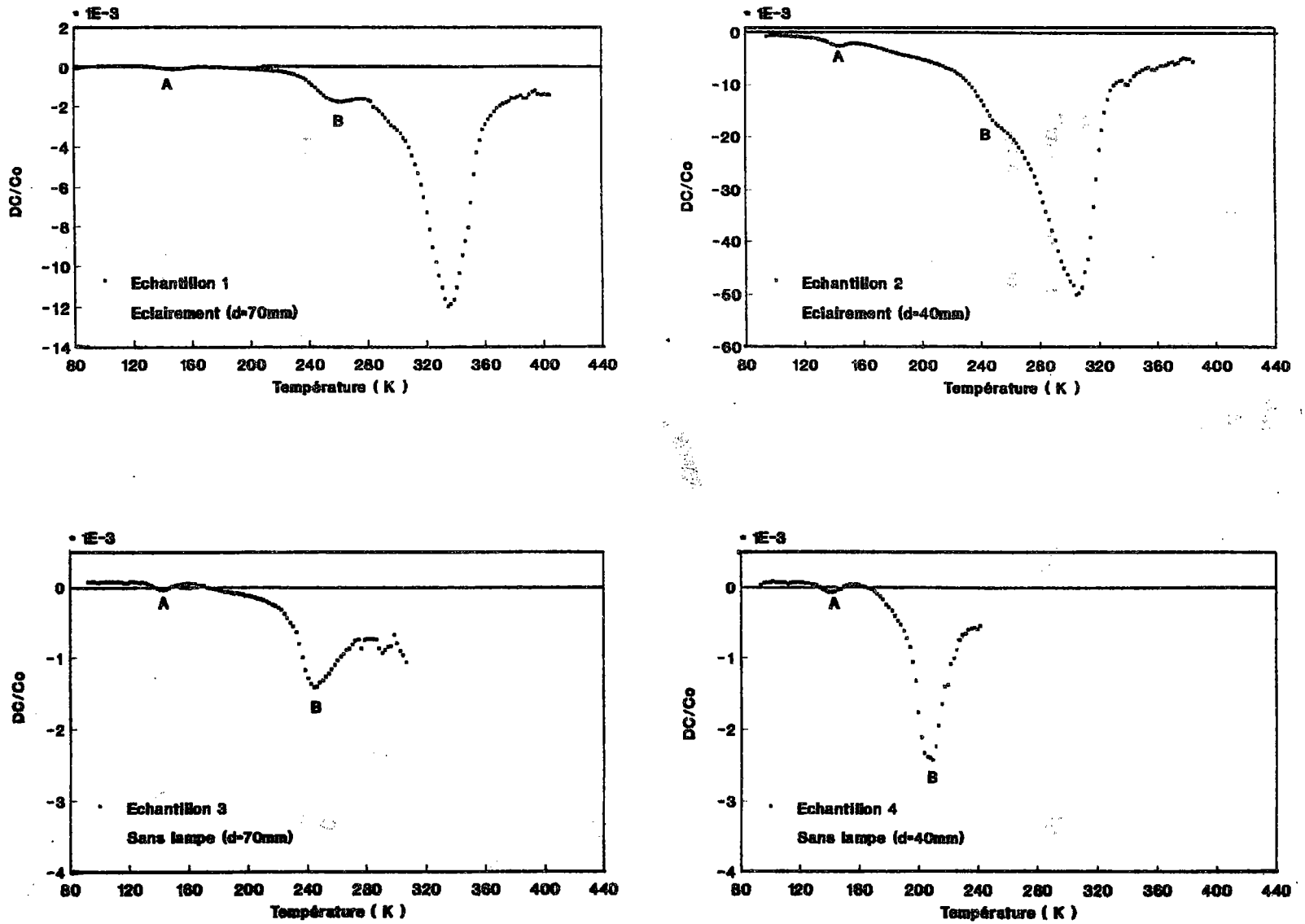


Figure-V.4: Spectres DLTS typiques mesurés dans les mêmes conditions des quatre échantillons étudiés.

D'après le tableau-III, on constate que la densité des défauts pour l'échantillon 2 est environ cinq fois plus élevée que celle présentée par l'échantillon 1. Ceci montre que le fait de rapprocher l'échantillon de l'axe de la décharge induit une forte dégradation de la surface de l'InP au cours de l'oxydation. Ce qui est en parfaite accord avec notre analyse des caractéristiques J-V et C-V.

L'étude en fonction de la hauteur de l'impulsion de remplissage a été effectuée sur l'échantillon 1, Figure-V.5. Les spectres mesurés montrent une faible contribution des défauts de volumes(5) (Vm= -1V) et un comportement significatifs des états d'interface(4) pour Vm≥ 0V.

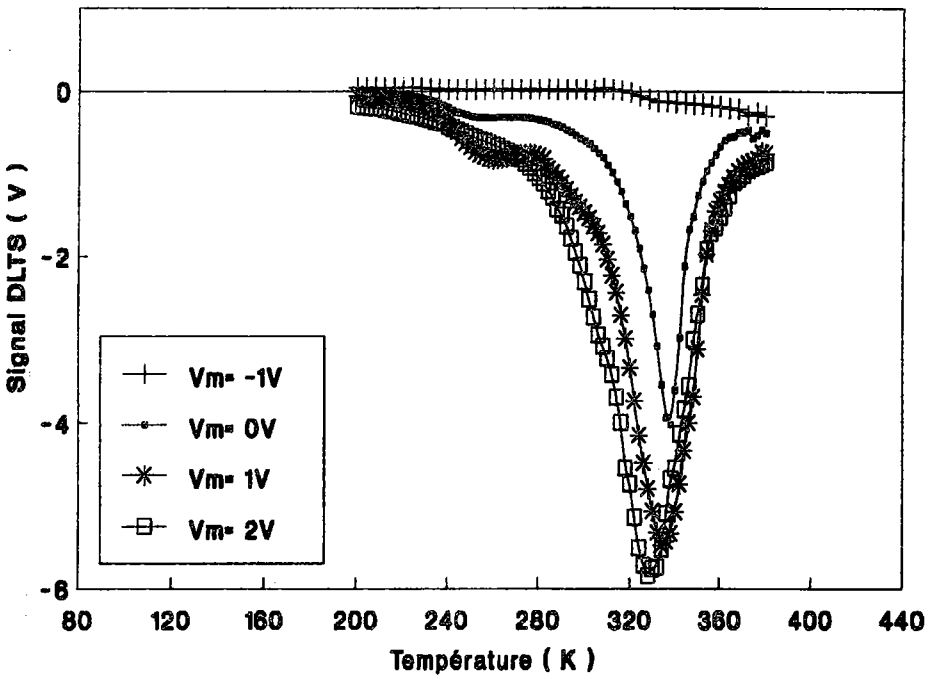


Figure-V.5: Spectres DLTS en fonction de la hauteur Vm de l'impulsion de remplissage mesurés sur l'échantillon 1.

La Figure-V.6 montre les distributions des états d'interface calculées à partir des spectres DLTS(6) pour les échantillons 1 et 2 (en prenant une valeur moyenne pour la section efficace de capture de $10^{-16}cm^2$).

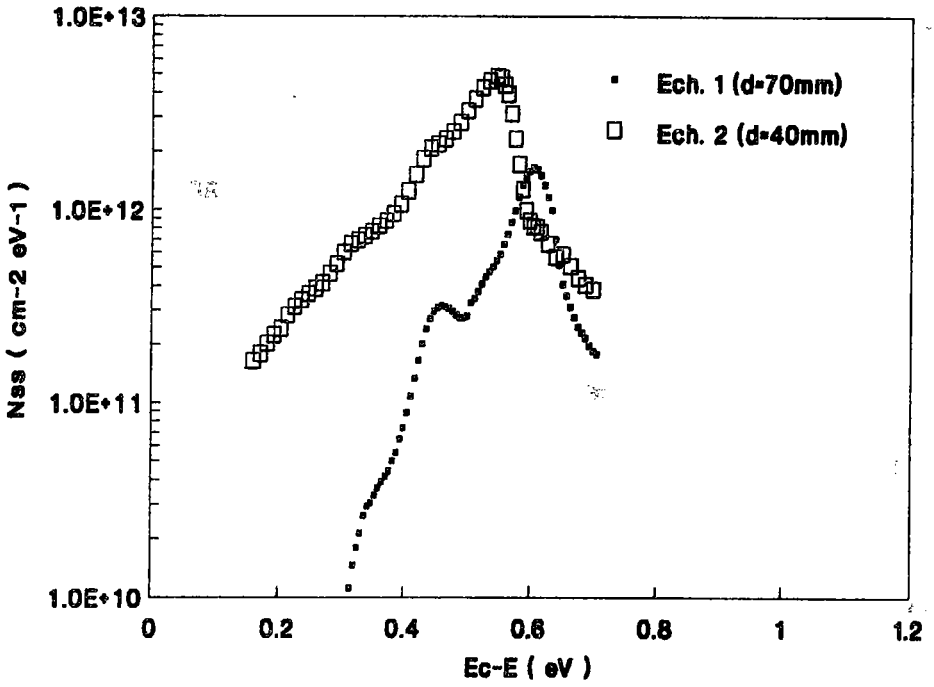


Figure-V.6: Distribution de la densité des états d'interface pour les échantillons 1 et 2.

On remarque que la densité d'états d'interface est faible près de la bande de conduction pour l'échantillon 1. La distribution des états d'interface présente un maximum de $2x10^{12}cm^{-2}eV^{-1}$ vers 0,6eV en dessous de la bande de conduction.

Pour l'échantillon 2, la densité d'états d'interface présente un maximum de $6x10^{12}cm^{-2}eV^{-1}$ vers 0,55eV en dessous de la bande de conduction mais reste élevée près de la bande de conduction ($\sim 10^{11}cm^{-2}eV^{-1}$).

Sur la Figure-V.7, on compare la distribution des états d'interface de l'échantillon 1 (hors plasma RF) à celles obtenues pour un échantillon (excitation filaments, chapitre III partie B) et l'échantillon A300 (excitation micro-onde, chapitre IV).

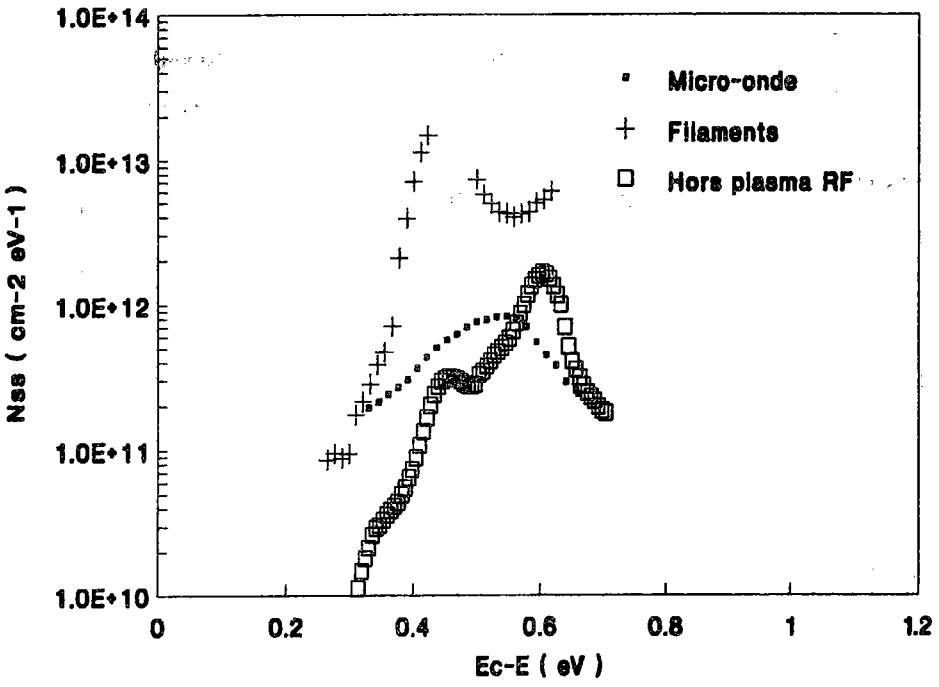


Figure-V.7: Comparaison des distributions de la densité des états d'interface pour trois type d'échantillons:: excitation micro-onde (A300, chapitre IV), excitation filaments(chapitre III partie B) et hors plasma RF(échantillon 1).

D'après la Figure-V.7, on constate que l'oxydation hors plasma RF sous illumination (lampe Q-I) donne lieu à des densités d'états d'interface de même ordre de grandeur que celles obtenues par excitation micro-onde (en considérant l'échantillon 1 de ce chapitre et l'échantillon A300 du chapitre IV).

Par ailleurs il faut noter que les épaisseurs d'oxyde sont 36Å et 65Å pour les échantillons oxydés hors plasma RF (échantillon 1) et avec excitation micro-onde (A300), respectivement. Cela pourrait être attribué, entre autre, à une meilleure qualité de l'oxyde ainsi qu'à une faible dégradation de la surface dans le cas de l'oxydation hors plasma RF.

CONCLUSION:

Nous avons caractérisé par spectroscopie DLTS des structures Schottky oxydées hors plasma RF avec ou sans illumination (lampe Quartz-Iode (Q-I)). L'étude a été effectuée sur quatre échantillons disposés différemment par rapport à l'axe de la décharge et la lampe Q-I pendant l'oxydation. Deux des échantillons seulement ont été oxydés sous illumination.

Les résultats obtenus montrent que le cas le plus intéressant est celui où l'oxydation se fait sous illumination à 70mm de l'axe de la décharge et à 100mm de la lampe. En effet, la distribution des états d'interface présente un maximum d'environ $2x10^{12}$ $cm^{-2}eV^{-1}$ vers 0,6eV en dessous de la bande de conduction. On constate que ce type de procédé donne lieu à des structures (échantillon 1) ayant des densités d'états comparables aux meilleurs résultats obtenus par les oxydations en plasma multipolaire (excitation micro-onde).

Cette méthode d'oxydation hors plasma RF sous éclairement paraît intéressante, mais l'optimisation des caractéristiques conduit à un compromis: si on augmente l'épaisseur de l'oxyde (cas où d=40mm) on réduit les fuites de courant mais on augmente la densité d'états d'interface; par contre une épaisseur d'oxyde plus faible (cas où d=70mm) réduit la densité d'états d'interface et augmente les fuites de courant.

CONCLUSION GENERALE

L'étude par spectroscopie DLTS des diodes Schottky et Schottky oxydées (substrat InP(n)) a été notre but principal. Cette caractérisation a été effectuée afin d'essayer d'évaluer l'efficacité des méthodes de passivation en vue de définir un processus technologique pour l'élaboration des dispositifs sur semi-conducteurs.

Dans un premier temps, nous avons étudié des structures Schottky oxydées en plasma multipolaire d'oxygène. Cette caractérisation a été effectuée en trois étapes:

(i) Oxydation dans un réacteur prévu initialement pour l'étude de la propagation des ondes dans le plasma et adapté par la suite à l'oxydation plasma multipolaire (réacteur 1).

(ii) Les inconvénients présentés par le réacteur précédent ont conduit à la réalisation d'un deuxième réacteur (réacteur 2) mieux adapté à ce type d'oxydation.

(iii) Les deux réacteurs cités ci-dessus utilisaient une *excitation par filaments* (Tantale ou Tungstène) ce qui induisait à la fois une pollution de l'enceinte et une forte dégradation de la surface de l'InP pendant l'oxydation, d'où l'adaptation d'une *excitation micro-onde* au deuxième réacteur.

L'évolution du processus d'oxydation en plasma multipolaire d'oxygène a été suivie par la caractérisation systématique par spectroscopie DLTS des structures réalisées. La comparaison des résultats obtenus en fonction du substrat, des conditions d'oxydation plasma, du type d'excitation utilisé et de l'évolution des spectres DLTS en fonction du temps a montré que:

(a) Bien que le premier réacteur (réacteur 1) ne présentait pas les conditions requises pour un traitement propre, les résultats obtenus ont été encourageants et montraient l'intérêt de ce type d'oxydation. En effet, des hauteurs de barrière de l'ordre de 0,9eV ont été obtenues. Les spectres DLTS montrent un maximum de densité d'états d'interface de l'ordre de $10^{12}cm^{-2}eV^{-1}$ entre 0,4 et 0,6eV en dessous de la bande de conduction. L'intérêt d'un prétraitement hydrogène (atomique ou plasma) a été mis en évidence par une diminution importante de la densité d'états d'interface. Les valeurs de densités d'états d'interface obtenues par spectroscopie DLTS étaient en bon accord avec celles obtenues par la méthode de

Terman; la zone du gap concernée par l'augmentation de la densité d'états d'interface se situe autour de 0,4eV en dessous de la bande de conduction. En ce qui concerne les spectres DLTS, un pic à température ambiante a été observé sur toutes les structures étudiées, une décomposition de ce pic en deux défauts discrets a été proposée pour expliquer la variation anormale de l'amplitude avec la fenêtre d'émission.

(b) Le deuxième réacteur (réacteur 2) étant conçu spécifiquement pour ce type d'oxydation, les résultats obtenus se sont améliorés par rapport à ceux obtenus dans le premier réacteur. Cette amélioration s'est manifestée tout d'abord par le fait que le prétraitement hydrogène n'était plus nécessaire. Ensuite les caractéristiques C-V présentaient un faible hystérésis (quelques dixième de volts) et la reproductibilité des caractéristiques s'est avérée satisfaisante par rapport au premier réacteur. Le pic à température ambiante a été observé également sur toutes les structures réalisées dans ce réacteur. Un accroissement rapide de la densité d'états d'interface est observé vers 0,4eV en dessous de la bande de conduction, résultat similaire à celui observé sur les structures fabriquées dans le premier réacteur. Cette similitude peut être attribuée au processus d'oxydation. La variation anormale de l'amplitude avec la fenêtre d'émission est toujours observée. Pour expliquer ce phénomène nous avons tenu compte des fuites de courant dans nos calculs de simulations et il s'est avéré que cette hypothèse permettait de décrire les spectres observés de manière satisfaisante.

(c) L'adaptation d'une excitation micro-onde a permis de réduire la densité d'états d'interface ainsi que la largeur à mi-hauteur du pic observé à température ambiante. En effet, la distribution des états d'interface présente un maximum d'environ $8x10^{11}$ $cm^{-2}eV^{-1}$ vers 0,55eV en dessous de la bande de conduction. Ceci est probablement dû à une moindre dégradation de la surface de l'InP au cours du traitement. Les résultats obtenus ont montré une nette amélioration de la qualité des structures (densité des défauts, reproductibilité des mesures dans le temps...) principalement pour l'échantillon A300.

Enfin, nous avons caractérisé par spectroscopie DLTS des structures Schottky oxydées *hors plasma RF* avec ou sans illumination (lampe Quartz-Iode (Q-I)). Cette étude avait pour but d'obtenir un élément de comparaison entre les deux types de passivation en milieu plasma. Les résultats obtenus montrent que le cas le plus intéressant est celui où l'oxydation se fait sous illumination à 70mm de l'axe de la décharge et à 100mm de la lampe. En effet, la distribution des états d'interface présente un maximum d'environ $2x10^{12}$ $cm^{-2}eV^{-1}$ vers 0,6eV en dessous de la bande de conduction, résultat comparable a celui obtenu pour l'échantillon A300 présenté au chapitre IV. Cette méthode d'oxydation hors plasma RF sous illumination, bien que l'étude est à ses débuts, paraît prometteuse. Des résultats complémentaires permettraient probablement de confirmer cette observation.

Il reste toujours très difficile, d'après les résultats obtenus, de se prononcer quant à l'avenir de ce type d'oxydation. Il est incontestable qu'elle présente des avantages pratiques, tels que la facilité de son intégration dans une chaîne industrielle, mais il est nécessaire de réduire encore la densité des états d'interface et d'optimiser le procédé pour améliorer encore la stabilité des caractéristiques dans le temps.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

INTRODUCTION

(1) A. SCAVENNEC, G. POST; L'écho de la recherche N°125, 3ème trimestre (1988)

CHAPITRE I

(1) R. CASTAGNE, J. P. DUCHEMIN, M. GLOANEC et Ch. RUKELHARD; "Circuits intégrés en Arséniure de Gallium"; p. 24; Edition MASSON

(2) P. BOHER, J. SCHNEIDER, M. RENAUD et J. P. LANDESMAN, Le vide les Couches Minces, 214 (1988), 207

(3) Z. J. HORVATH, J. Appl. Phys. 63, 976 (1988).

(4) K. PRASARD, L. FARAONE and A. G. NASSIBIAN, J. Appl. Phys. 69, 7146 (1991).

(5) M. ARMAND, D. V. BUI, J. CHEVRIER et N. T. LINH, Revue Technique Thomson CSF, 16, 47-100 (1984)

(6) R. CARMONA, J. FARRE, D. LECROSNIER, F. RICHOU et J. J. SIMONNE, Rev. Phys. Appl. 19, 155-159 (1984)

(7) R. IYER et D. LILE, J. Electrochem. Soc. 135, 691-697 (1988)

(8) P. DIMITRIOU, A. FALCOU, P. KRANZ, G. POST et A. SCAVENNEC, SPIE, 1114 Indium Phosphide and Related Materials for Advanced Electronic and Optical Devices (1989) 297-303

(9) M. OKAMURA, T. KOBAYASHI, Jpn. J. Appl. Phys. 19, 2151 (1980)

(10) S. SAUTREUIL, B. BAILLY, R. BLANCHET, M. GARRIGUES et P. VIKTOROVICH, Rev. Phys. Appl. 18, 769 (1983)

(11) E. YAMAGUCHI et M. MINAKATA, J. Appl. Phys. 55, 3098 (1984)

(12) A. BATH, P. J. VAN DER PUT, J. SCHOONMAN et B. LEPLEY, Appl. Surf. Science 39, 135-140 (1989)

(13) A. BATH, P. J. VAN DER PUT, J. G. M. BECHT, J. SCHOONMAN et B. LEPLEY, J. Appl. Phys. 70, 4366-4370 (1991)

(14) J. G. M. BECHT, A. BATH, E. HENGST, P. J. VAN DER PUT et J. SCHOONMAN, Journal de Physique, colloque C2, sup. au journal de physique II, 1, C2 617-624 (1991)

(15) Y. HIROTA et T. KOBAYASHI, J. Appl. Phys. 53, 5037-5043 (1982)

(16) K. P. PANDE, V. K. R. NAIR, D. GUTTIEREZ, J. Appl. Phys. 54, 5436 (1983)

(17) P. G. YOUNG, V. J. KAPPOUR, Proceeding on the symposium on dielectric films on compound semiconductors, HONOLULU, HI, U.S.A, 18-23 Oct 1987 (Penington, N.J, U.S.A, Electrochem Soc. 1988) p. 151-179

(18) H. L. CHANG, L. G. MEINERS, C. J. SA, Appl. Phys. Lett. 48, 375 (1985)

(19) T. K. PAUL et D. N. BOSE, J. Appl. Phys. 67, 3774 (1990)

(20) G. A. JOHNSON, V. J. KAPPOUR, P. G. YOUNG, Proceeding on the symposium on dielectric films on compound semiconductors, HONOLULU, HI, U.S.A, 18-23 Oct 1987 (Penington, N.J, U.S.A, Electrochem Soc. 1988) p. 57-70

(21) O. WADA et A. MAJERFELD, Electron. Lett. 14, 125 (1978).

(22) C. MICHEL et J. J. EHRHARDT, Electron. Lett. 18, 305 (1982).

(23) K. KAMIMURA, J. SUZUKI et A. KUNIOKA, J. Appl. Phys. 51, 4905 (1980).

(24) M. OGURA, K. INOUE, Y. BAN, T. UNO, M. MORIASAKI et N. HASE, Jpn. J. Appl. Phys. 21, L548-50 (1982).

(25) S. LOUALICHE, H. L'HARIDON, A. LECORRE, D. LECROSNIER et M. SALVI, Appl. Phys. Lett. 52, 540, (1988).

(26) J. S. BARRERA, R. J. ARCHER, IEEE TRANS. ED22 N°11 Nov. 1975, 1023-1030.

(27) T. KAWAKAMI, M. OKAMURA, Electron. Lett. 15, (1979), 502

(28) K. P. PANDE, D. GUTIEREZ, Appl. Phys. Lett. 46 (1985), 416

(29) B. BOUCHIKHI, Thèse de doctorat d'état, Université de Nancy I (1988)

(30) K. KANAZAWA, H. MATSUNAMI, Jpn. J. Appl. Phys., 20 (1981), L211

(31) S. N. AL. REFAIE et J. E. CARROLL, IEEE PROC. 128 Pt. I, 207 (1981)

(32) T. FUYUKI, S. MORIUCHI et H. MATSUNAMI, Jpn. J. Appl. 22, 1574 (1983)

(33) Y. Z. HU, M. LI, Y. WANG, A. IRENE, M. ROWE et H. C. CASEY Jr, Appl. Phys. Lett. 63, 1113 (1993)

(34) G. HOLLINGER, D. GALLET, M. GENDRY, M. P. BRESLAND et J. JOSEPH, Appl. Phys. Lett. 59, 1617 (1991)

CHAPITRE II

(1) D. V. LANG, J. Appl. Phys. 45, 3023 (1974)

(2) A. AHAITOUF, Thèse de doctorat de l'Université de Metz, 1992.

(3) Z. OUENNOUGHI, Thèse de doctorat de l'Université de Nancy I, 1991.

(4) C. T. SAH, L. FORBES, L. L. ROSIER et A. F. Jr TASH, Solid State Electronics 13, 759 (1970)

(5) C. T. SAH, W. W. CHAN, H. S. FU et J. W. WALKER, Appl. Phys. Lett. 20, 193 (1972)

(6) A. TELIA, Thèse de doctorat de l'Université de Metz, 1990.

(7) K. YAMASAKI, M. YOSHIDA AND T. SUGANO, J. J. Appl. Phys., 18 (1979) 113-122.

(8) A. LEBLOA, P. N. FAVENNEC et Y. COLLIN, Phys. Stat. Solidi 64, 85 (1981)

(9) A. V. VASIL'EV, S. A. SMAGULOVA et S. S. SHAIMEEV, Sov. Phys. Semicond. 17 (1) 1983

(10) C. H. HENRY and D. V. LANG, Phys. Rev. B15, 989 (1977)

(11) M. C. CHEN, D. V. LANG, W. C. DAUTREMENT-SMITH, A. M. SERGENT et J. P. ARBISON, Appl. Phys. Lett. 44, 790 (1984)

(12) F. HASEGAWA, C. MOGI, M. OMURA et Y. NANNICHI, in Semi-Insulating III-IV Materials, Hakone, 1986, edited by H. KUKIMOTO and S. MIYAZAWA (Ohmsha, Tokyo, 1986), p. 403

(13) T. OKUMURA and M. HOSHINO,in Semi-Insulating III-IV Materials, Hakone, 1986, edited by H. KUKIMOTO and S. MIYAZAWA (Ohmsha, Tokyo, 1986), p. 409

(14) A. YAHATA, K. OKUSHI and K. ISHIDA,in Semi-Insulating III-IV Materials, Hakone, 1986, edited by H. KUKIMOTO and S. MIYAZAWA (Ohmsha, Tokyo, 1986), p. 415

(15) F. HASEGAWA, M. ONOMURA, Ch. MOGI and Y. NANNICHI, Solid-State Electron. 31, 223 (1988)

(16) E. K. KIM, H. Y. CHO, SUK-KI MIN, S. H. CHOH and S. NAMBA, J. Appl. Phys. 67, 1380 (1990)

(17) R. WILLIAMS, J. Appl. Phys. 37, 3411 (1966)

(18) K. DMOWSKI, B. LEPLEY, E. LOSSON et M. EL BOUABDELLATI, J. Appl. Phys. 74, 3936 (1993).

(19) K. DMOWSKI, K. BETHGE and Ch. MAURER, Rev. Sci. Instrum.; 62 (8), 1955 (1991).

(20) E. LOSSON, Thèse de doctorat de l'Université de Metz, 1992.

(21) M. SCHULZ et N. M. JOHNSON, Appl. Phys. Lett. 31, 622 (1977).

(22) D. VUILLAUME, Thèse de docteur ingénieur, USTL Lille, 1984.

CHAPITRE III

(1) M. BELMAHI, Thèse de doctorat de l'université de Nancy I, 1990.

(2) S. X. JIN, L. P. WANG, M. H. YUAN, J. J. CHEN AND Y. Q. JIA, J. Appl. Phys. 71 (1992) 536.

(3) BERGIGNAT E., HOLLINGER G., ROBACH Y., Surf. Sci., 189/190 (1987) 353.

(3bis) Y. S. LEE, W. A. ANDERSON, J. Appl. Phys. 65 (1989), 4051.

(4) D. V. LANG, J. Appl. Phys. 45, 3023 (1974)

(5) A. TELIA, Thèse de doctorat de l'Université de Metz, 1990.

(6) M. INUISHI AND B. W. WESSELS, Thin Solid Films 103 (1983) 141-153.

(7) O. WADA, A. MAJERFELD AND A. N. CHOUDHURY, J. Appl. Phys 51 (1980) 423.

(8) Y. YAMAZOE, Y. SASAI, T. NISHINO AND Y. HAMAKAWA, Jpn. J. Appl. Phys. 20 (1981) 347-354.

(9) A. A. ILIADIS, S. C. LAIH AND E. A. MARTIN, Appl. Phys. Lett. 54, 1436 (1989).

(10) K. YAMASAKI, M. YOSHIDA AND T. SUGANO, J. J. Appl. Phys., 18 (1979) 113-122.

(11) Y. F. CHEN, K. C. SUNG, W. K. CHEN AND Y. S. LUE, J. Appl. Phys. 71, 509 (1992).

(12) T. SUGINO, H. NINOMIYA, T. YAMADA, AND J. SHIRAFUJI; Appl. Phys. Lett. 60, 1226 (1992).

(13) M. BELMAHI, S. HEURAUX, C. SIMON, M. REMY, B. LEPLEY, M. EL BOUABDELLATI, Z. OUENNOUGHI, P. MAS; Le vide les Couches Minces, 251 (1990) 76.

(14) S. GUHA AND F. HASEGAWA, Solid State Electron. 20, 27 (1977)

(15) P. KLOPFENSTEIN, G. BASTIDE AND M. ROUZEYRE, J. Appl. Phys. V63, N°1, 150-8, (1988).

(16) D. FRITZSHE, Electron. Lett. 14 (1978) 51.

(17) D. FRITZSHE, Inst. Phys. Conf. Ser. 50 (1980) 258.

(18) C. W. E. SPICER, P. W. CHYE, P. R. SKEATH,Y. SU AND I. LINDAU, J. Vac. Sci. Technol. 16, 1422 (1979).

(19) W. E. SPICER, I. LINDAU, P. R. SKEATH, C. Y. SU ET P. W. CHYE, J. Vac. Sci. Technol. 17, 1019 (1980).

(20) W. E. SPICER, E. EGLASH, I. LINDAU, C. Y. SU ET P. R. SKEATH, Thin Solid Films 89, 447 (1982).

(21) K. DMOWSKI, B. LEPLEY, E. LOSSON et M. EL BOUABDELLATI, J. Appl. Phys. 74, 3936 (1993).

(22) A. AHAITOUF, Thèse de doctorat de l'Université de Metz, 1992.

(23) A. BOUZIANE, Thèse de doctorat de l'université de Nancy I, 1993.

(24) C. C. TIN, P. A. BARNES; J. Appl. Phys. 66, 223 (1989).

(25) E. K. KIM, Y. H. CHO, J. H. YOON, S. K. MIN, Y. L. JUNG, W. H. LEE; J. Appl. Phys. 68, 1665-1668 (1990).

(26) L. HE, W. A. ANDERSON, Journal of Electronic Materials 21, 937-945 (1992).

(27) G. HIRT, S. BORNHORST, J. FRIEDRICH, N. SCHÄFER, G. MÜLLER; Proc. 5th. Int. Conf. Indium Phosphide and Related Materials, Paris, FRANCE, 1993, New York: IEEE Pub., 1993, p. 313-316.

(28) A. KADOUN, Thèse de doctorat de l'Institut des Sciences Appliquées de Lyon, 1994.

(29) N. YAMAMOTO, K. UWAI, K. TAKAHEI, J. Appl. Phys. 65, 3072-3075 (1989).

CHAPITRE IV

(1) A. BOUZIANE, Thèse de doctorat de l'université de Nancy I, 1993.

(2) K. YAMASAKI, M. YOSHIDA AND T. SUGANO, J. J. Appl. Phys., 18 (1979) 113-122.

(3) D. V. LANG, J. Appl. Phys. 45, 3023 (1974).

(4) C. H. HENRY and D. V. LANG, Phys. Rev. B15, 989 (1977)

(5) M. SCHULZ et N. M. JOHNSON, Appl. Phys. Lett. 31, 622 (1977).

(6) D. VUILLAUME, Thèse de docteur ingénieur, USTL Lille, 1984.

(7) O. WADA, A. MAJERFELD AND A. N. CHOUDHURY, J. Appl. Phys 51 (1980) 423.

(8) Y. YAMAZOE, Y. SASAI, T. NISHINO AND Y. HAMAKAWA, Jpn. J. Appl. Phys. 20 (1981) 347-354.

(9) A. A. ILIADIS, S. C. LAIH AND E. A. MARTIN, Appl. Phys. Lett. 54, 1436 (1989).

(10) C. C. TIN, P. A. BARNES; J. Appl. Phys. 66, 223 (1989).

(11) E. K. KIM, Y. H. CHO, J. H. YOON, S. K. MIN, Y. L. JUNG, W. H. LEE; J. Appl. Phys. 68, 1665-1668 (1990).

(12) A. KADOUN, Thèse de doctorat de l'Institut des Sciences Appliquées de Lyon, 1994.

(13) N. YAMAMOTO, K. UWAI, K. TAKAHEI, J. Appl. Phys. 65, 3072-3075 (1989).

CHAPITRE V

(1) C. W. WILMSEN, G. Y. ROBINSON, "Physics and Chemistry of III-V Compound Semiconductor Intefaces", Plenum Press, p73, (1985)

(2) C. J. SA, L. G. MEINERS; Appl. Phys. Lett., 48 (1986), 1796

(3) A. CHOUJAA, J. CHAVE, R. BLANCHET et P. VIKTOROVITCH, J. Appl. Phys. 60, 2191 (1986)

(4) K. YAMASAKI, M. YOSHIDA AND T. SUGANO, J. J. Appl. Phys., 18 (1979) 113-122.

(5) P. KLOPFENSTEIN, Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technique du Languedoc, (1987).

(6) M. SCHULZ et N. M. JOHNSON, Appl. Phys. Lett. 31, 622 (1977).

(7) D. V. LANG, J. Appl. Phys. 45, 3023 (1974)

M. EL BOUABDELLATI
UNIVERSITE DE METZ et SUPELEC
DECEMBRE 1994

Résumé
Le but principal de ce travail de thèse est l'étude par spectroscopie DLTS des diodes Schottky et Schottky oxydées formées sur des substrats InP de type n. Le procédé de passivation choisi est l'oxydation en milieu plasma, on distingue principalement deux cas :
1°) oxydation dans un plasma multipolaire d'oxygène en adoptant deux type d'excitation :
i) excitation avec une cathode chaude.
ii) excitation avec micro-onde (RCE).
2°) oxydation hors plasma RF avec ou sans éclairement.
Cette étude a permis la localisation de la distribution en énergie des défauts ainsi que leur localisation, à l'interface entre l'InP et son oxyde natif, dans l'isolant ou dans le volume du semiconducteur.
Les spectres DLTS mesurés sur toutes les structures présentent un pic large à température ambiante. Ces spectres font apparaître des anomalies. Pour les expliquer deux méthodes ont été utilisées :
i) un modèle à deux composantes.
ii) un modèle à défaut unique tenant compte des fuites de courant et de la variation des sections efficaces de capture.

Mots clés
Semiconducteurs III-V, Oxydation plasma, Interface Métal-Semiconducteur, Interface Métal-Isolant-Semiconducteur, Spectroscopie DLTS, Phosphure d'Indium (InP).

Abstract
The topic of this thesis was the study of Schottky and oxided Schottky diodes formed on n-InP substrate. The passivation process used was the oxidation in plasma environnement, we distinguish two cases :
1°) oxidation in multipolar plasma using two types of excitation :
i) hot cathode excitation.
ii) microwave excitation (ECR).
2°) oxidation downstream the RF plasma region under and without illumination.
This study leads to investigate the energy distribution of defects, their localisation at the interface between InP and its native oxide, inside the oxide or in the bulk of the semiconductor.
DLTS spectra measured on all structures shows a wide peak at room temperature. Some anomalies appears on these spectra. Two methods were used to explain these anomalies:
i) A two components model.
ii) A single component model which takes into account the leakage current and the variation of the capture cross sections.

Keywords
III-V Semiconductors, Plasma oxidation, Interface Metal-Semiconductor, Interface Metal-Insulator-Semiconductor, DLTS spectroscopy, Indium Phosphide (InP).