



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

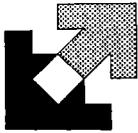
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

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>

5120717



ACADEMIE DE NANCY-METZ
Université de Metz et Supélec



UNIVERSITE DE METZ

THESE

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

Docteur de l'Université de METZ

Spécialité: Electronique

Ecole Doctorale: **PROMEMA**

BIBLIOTHEQUE UNIVERSITAIRE - METZ	
N° inv.	19970965
Cote	S/M3 97/46
Loc	Magasin

**CONTRIBUTION A L'AMELIORATION DE METHODES DE
CARACTERISATIONS ELECTRIQUES DE STRUCTURES
MIS (Au/BN/InP) ET MOS**

par

Adil KOUKAB

Soutenu le 4 juillet 1997, devant la commission d'examen:

- | | | |
|-----------------|---|--------------------|
| G. BREMOND | Chargé de Recherche au CNRS, INSA de Lyon | Rapporteur |
| M. JOURDAIN | Professeur, Université de Reims | Rapporteur |
| B. LEPLEY | Professeur, Université de Metz | Examineur |
| S. RAVELET | Professeur, Université Henry Poincaré Nancy I | Examineur |
| P. VIKTOROVITCH | Directeur de Recherche CNRS, Ecole Centrale de Lyon | Président |
| A. BATH | Professeur, Université de Metz | Directeur de thèse |

« ... il est également impossible à l'homme de chercher ce qu'il sait et ce qu'il ne sait pas; car ce qu'il sait comment, le sachant, peut-il le chercher; et ce qu'il ne sait pas comment peut-il le chercher, ne sachant même pas quoi chercher ... »

(Platon, Le Menon).

*Je dédie ce travail
à mes parents,
à mes frères et soeurs,
à Christelle.*

REMERCIEMENTS

*Ce travail a été effectué au Laboratoire Interfaces Composants et Microélectronique (LICM) de l'institut CLOES, laboratoire commun à l'université de Metz et à l'Ecole Supérieure d'Electricité de Metz. J'en profite donc pour remercier le professeur **B. Lepley**, directeur du laboratoire, pour m'y avoir accueilli.*

*J'exprime mes plus vifs remerciements à Monsieur **A. Bath**, Professeur à l'Université de Metz, pour sa confiance, sa sympathie, la rigueur de son encadrement et pour sa constante et très appréciable disponibilité.*

*Je remercie Monsieur **G. Bremond**, chargé de recherches CNRS à l'INSA de Lyon et Monsieur **M. Jourdain**, Professeur à l'Université de Reims, d'avoir accepté de juger avec leur expertise ce travail en tant que rapporteurs.*

*La présence de Monsieur **P. Viktorovitch**, Directeur de recherches CNRS à l'Ecole Centrale de Lyon, me fait grand honneur. Je le remercie d'avoir participer à la commission d'examen, malgré ses nombreuses obligations professionnelles.*

*Je remercie également le professeur **S. Ravelet**, de l'Université de Nancy I, d'avoir accepté de juger ce travail en tant qu'examineur.*

*J'adresse ma sympathie et mes remerciements à **P. Tévenin** et **E. Losson**, Maîtres de conférences à l'Université de Metz, pour leurs précieuses contributions lors de la fabrication et de la caractérisation des structures étudiées.*

Je souhaite aussi apporter l'assurance de mon amitié et de ma reconnaissance à l'ensemble des personnes que j'ai eu le plaisir de côtoyer tout au long de ma thèse: Abdelaziz, Ahmed, , Barrada, Eloi, Fred, Olivier, Omar, Karima... A toutes ces personnes et à celles que je n'ai pas cité, mais à qui je pense, merci.



TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE.....	1
-----------------------------------	----------

● **CHAPITRE I: DEVELOPPEMENT DES SYSTEMES DIELECTRIQUES-InP: PROBLEMES RENCONTRES ET APPROCHES POSSIBLES**

1. INTRODUCTION.....	6
2. LIMITES DES DISPOSITIFS MIS SUR InP	8
3. CONTROLE DE L'INTERFACE: DES APPROCHES POSSIBLES	12
4. CONCLUSION	16

● **CHAPITRE II: PROCEDES TECHNOLOGIQUES MIS EN OEUVRE POUR ELABORER ET CARACTERISER LES STRUCTURES MIS**

1. INTRODUCTION.....	18
2. ELABORATION DES STRUCTURES Au/BN/InP	18
3. OUTILS DE CARACTERISATION	22
4. CARACTERISATION DES STRUCTURES MIS-InP (DIFFICULTES RENCONTREES)	25

● **CHAPITRE III: AMELIORATION DE LA METHODE CAPACITIVE POUR L'ETUDE DES ETATS D'INTERFACE**

1. INTRODUCTION.....	36
2. PROCEDURE EXPERIMENTALE.....	36
3. MODELISATION THEORIQUE ET RESULTATS	41
4. COMPARAISON AVEC LES METHODES CAPACITIVES USUELLES.....	46
5. ERREURS ET LIMITATIONS	52
6. CONCLUSION	58

● **CHAPITRE IV: PROCEDURE POUR MINIMISER L'ERREUR DUE AUX ETATS D'INTERFACE DANS LA DETERMINATION DU PROFIL DE DOPAGE**

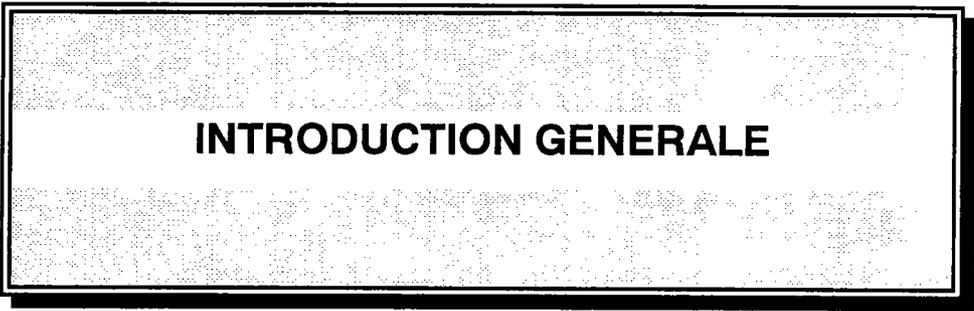
1. INTRODUCTION	60
2. DETAILS EXPERIMENTAUX.	62
3. ANALYSE DU PROFIL DONNE PAR LA METHODE CAPACITIVE CLASSIQUE.....	62
4. AMELIORATION DE LA METHODE CAPACITIVE CLASSIQUE....	65
5. AUTRES SOURCES D'ERREURS	69
6. CONCLUSION	71

● **CHAPITRE V: CARACTERISATION DES STRUCTURES MIS Au/BN/InP**

1. INTRODUCTION	74
2. DISPERSION FREQUENTIELLE EN ACCUMULATION	75
3. ETUDE DES CHARGES A L'INTERFACE	90
4. ETUDE DES CHARGES DANS L'ISOLANT.....	99
5. CONCLUSION	107

● **CHAPITRE VI: NOUVELLE METHODE DE DETERMINATION DU PROFIL DE DOPAGE AU VOISINAGE DE LA SURFACE DU SEMICONDUCTEUR**

1. INTRODUCTION.	110
2. CARACTERISTIQUES DES COMPOSANTS SIMULES.....	111
3. PRINCIPES ET LIMITATIONS DE LA METHODE CAPACITIVE USUELLE.....	115
4. METHODE PROPOSEE.....	126
5. CALCUL DE LA CAPACITE DE L'ISOLANT.....	137
6. CONCLUSION	142



INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Les innovations technologiques récentes concernant les procédés de passivation de la surface du phosphore d'indium (InP) et les techniques de dépôt de l'isolant ont permis des améliorations certaines de la qualité des structures métal/isolant/semiconducteur (MIS-InP) réalisées. Ce progrès est néanmoins insuffisant pour que la filière MISFET(InP) fasse sa percée dans le monde industriel. Ceci peut s'expliquer par la fragilité de ce matériau par rapport aux différents traitements technologiques.

L'InP garde malgré cela des atouts très prometteurs qui motivent de nombreuses équipes de recherche. Il est doté en effet d'une forte mobilité électronique et d'une structure de bande à transition directe. Il est donc favorable à des applications en microélectronique rapide et à une intégration monolithique de fonctions optiques et électroniques.

Pour pouvoir profiter des remarquables propriétés intrinsèques de l'InP dans la filière MISFET, il est par ailleurs primordial de concentrer plus d'efforts dans le développement des méthodes de caractérisation de ces structures. En effet, ceci permettra d'établir des corrélations entre propriétés physico-chimiques et propriétés électriques des surfaces et interfaces, ainsi qu'une meilleure comparaison entre les résultats des différents laboratoires.

D'autre part, la tendance actuelle à la miniaturisation et à l'intégration planar, a augmenté le besoin de développer la précision des méthodes et de caractérisation des dispositifs MOS(Si). En particulier, la détermination de la concentration des atomes de dopage à proximité de l'interface requiert une importance fondamentale. La connaissance de cette valeur est, entre autres, essentielle dans la détermination de la tension de bande plate et de la tension de seuil des transistors MOSFET. Les valeurs de ces tensions nous permettent d'évaluer la densité de charges à l'interface et dans l'isolant et donc d'apprécier la qualité du composant et son niveau de détérioration quand il est soumis par exemple à des irradiations.

La détermination de la capacité de l'isolant est elle aussi, rendue très délicate à cause de la réduction des dimensions des transistors MOS, en particulier l'épaisseur de leur isolant qui peut atteindre 5 nm dans les structures submicroniques. Pour ce genre de dispositif, il

est très difficile de réaliser la saturation des caractéristiques capacité-tension ($C-V_g$) en accumulation et d'en extraire la capacité de l'oxyde, d'autant plus qu'une faible variation de la tension de grille peut entraîner un champ assez intense dans l'isolant mince pour risquer son claquage.

Le présent travail s'inscrit dans le contexte général de « la caractérisation électrique » et dans le cadre particulier de l'amélioration des méthodes de caractérisation des dispositifs MIS(InP) et MOS(Si).

Afin de relier ce travail de caractérisation au contexte de développement des composants électroniques pour lequel il est destiné, nous avons eu la volonté de présenter dans une première partie cet environnement technologique. Le premier chapitre montre donc les perspectives prometteuses s'offrant aux semiconducteurs III-V ainsi que les difficultés rencontrées lors de la réalisation des dispositifs électroniques sur ces derniers. Notre discussion portera essentiellement sur l'InP qui est le matériau clé pour la filière MISFET (III-V) en insistant sur les objectifs à atteindre et les approches possibles.

Le chapitre II décrit les différentes étapes technologiques ainsi que les dispositifs expérimentaux mis en oeuvre dans notre laboratoire pour la fabrication et la caractérisation des structures MIS "Au/BN/InP". L'étude préliminaire, réalisée dans ce chapitre, nous a révélé l'existence simultanée de charges mobiles dans le nitrure de bore (BN) et de charges à l'interface ainsi qu'une variation souvent importante du profil de dopage dans le substrat. La présence de ces phénomènes complexes dans nos structures rend délicate la transposition des techniques usuelles utilisées pour caractériser les structures MOS (SiO_2 -Si).

Dans le chapitre III, nous présentons une méthode de caractérisation électrique mieux adaptée à nos structures, que nous avons mise au point, et que nous désignons par "méthode BTS modifiée"(BTS: Bias Thermal Stress). Notre procédure se base sur une modélisation théorique et une comparaison des mesures capacité-tension ($C-V_g$) relevées sur la structure MIS après des contraintes de tension et de température. Elle permet ainsi de déterminer l'évolution du potentiel de surface en fonction de la tension appliquée et, par conséquent, la distribution des états d'interface. Cette méthode a l'avantage de ne pas nécessiter la connaissance du profil de dopage ni de le supposer constant. Elle est par ailleurs applicable même sur des structures dont l'isolant présente des courants de fuite et une concentration élevée de charges mobiles.

Le chapitre IV traite de l'influence néfaste des états d'interface et des charges mobiles dans l'isolant sur la détermination du profil de dopage des structures MIS. L'importance de cette influence, nous a conduit à proposer une adaptation de la méthode capacitive, inspirée des mesures de la méthode BTS modifiée, pour une détermination plus précise du profil de dopage.

Le chapitre V est consacré à une étude plus complète pour évaluer la qualité de nos structures. Nous commençons par l'examen du phénomène de dispersion en fréquence de la capacité. Ensuite, nous présentons une étude comparative de la densité d'états d'interface évaluée par les techniques DLTS, Terman et BTS modifiée sur des structures Au/BN/InP réalisées à l'aide de techniques de dépôt assisté par plasma RF ou micro-onde. Il sera montré aussi, à la fin de ce chapitre, comment on peut connaître le signe des charges fixes et des charges mobiles dans l'isolant ainsi que leurs concentrations à partir des mesures capacitives.

Dans le sixième et dernier chapitre, une nouvelle méthode pour déterminer la concentration de dopage N_s au voisinage immédiat de l'interface isolant/semiconducteur, est proposée. Une méthodologie, utilisant la simulation du comportement électrique des structures MOS à l'aide du logiciel PISCES de SILVACO, est mise en oeuvre pour valider les résultats de notre méthode. A la fin du chapitre, nous présentons une procédure, que nous avons mise au point, et qui permet de calculer la capacité C_i à partir de la caractéristique $C-V_g$ entre le régime de bande plate et celui de la faible accumulation. On évite ainsi l'utilisation de la forte accumulation où plusieurs phénomènes interviennent, surtout dans les MOS submicroniques rendant la détermination de la capacité de l'isolant très délicate (risque du claquage de l'isolant, phénomènes quantiques, déplétion du polysilicium ...).

Enfin, en conclusion une synthèse globale de l'ensemble des résultats obtenus sera proposée en mettant l'accent sur les perspectives de notre travail.

CHAPITRE I

DEVELOPPEMENT DES SYSTEMES DIELECTRIQUES -InP: PROBLEMES RENCONTRES ET APPROCHES POSSIBLES

1. INTRODUCTION	6
2. LIMITES DES DISPOSITIFS MIS SUR InP	8
2.1. ETATS D'INTERFACE.....	8
2.1.1. Piégeage, dépiégeage des porteurs et blocage du niveau de Fermi	8
2.1.2. Recombinaison à l'interface.....	10
2.1.3. Diffusion des porteurs à l'interface	10
2.2. INSTABILITES ELECTRIQUES.....	10
2.2.1. Phénomènes de dérive.....	10
2.2.2. Phénomènes d'hystérésis.....	11
2.2.3. Dispersion fréquentielle de la capacité MIS en accumulation.....	12
3. CONTROLE DE L'INTERFACE: DES APPROCHES POSSIBLES.....	12
3.1. OXYDE NATIF	13
3.2. DIELECTRIQUES CLASSIQUES	14
3.3. DIELECTRIQUES A ELEMENT V	15
4. CONCLUSION.....	16

**DEVELOPPEMENT DES SYSTEME DIELECTRIQUES-InP:
PROBLEMES RENCONTRES ET APPROCHES POSSIBLES**

1. INTRODUCTION

Depuis la réalisation dans les années soixante des premiers systèmes silicium-oxyde thermique de silicium (Si-SiO₂), les progrès des composants électroniques ont été tels, sur les plans du coût, de la fiabilité, des performances et de l'intégration que leur domaine d'application n'a cessé de croître pour atteindre aujourd'hui presque tous les domaines de l'électronique.

C'est pour une bonne part en raison des remarquables propriétés électroniques et physico-chimiques de l'interface formée par le silicium et son oxyde naturel SiO₂, que ce matériau semiconducteur a pu contribuer au développement considérable de la microélectronique.

Aujourd'hui, alors que les performances des circuits sur silicium sont en passe d'être à des niveaux proches des limites [Kamarinos-95], des perspectives très prometteuses s'offrent aux semiconducteurs composés III-V, en particulier GaAs et InP et les matériaux associés [Stengel-96], en raison de leurs propriétés intrinsèques remarquables. Ils sont dotés en effet:

* d'une forte mobilité électronique, 4 à 6 fois plus élevée que celles du Silicium ($1500 \text{ cm}^{-2} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ pour le Si, $4600 \text{ cm}^{-2} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ pour l'InP et $8500 \text{ cm}^{-2} \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ pour

le GaAs), et d'une vitesse de saturation plus grande favorable à des applications dans la microélectronique rapide digitale et analogique [Castagné],

- * d'une structure de bandes à transition directe, leur permettant de réaliser à la fois des fonctions optiques et électriques (diodes électroluminescentes, lasers et photodétecteurs . . .),

- * d'une concentration intrinsèque faible, autorisant des températures de fonctionnement plus élevées que le silicium (environ jusqu'à 250 °C pour l'InP et 400 °C pour le GaAs),

- * d'une bande interdite de largeur suffisante pour qu'ils puissent être rendus semi-isolants à température ambiante (ce qui permet l'isolation des composants, d'où réduction des courants de fuite et des capacités parasites) [Fornari-94][Hirt-94].

Cependant, les circonstances favorables qui ont donné jusqu'alors au système Si-SiO₂ une hégémonie sans partage sur la microélectronique ne se sont pas renouvelées dans le cas des semiconducteurs composés III-V pour lesquelles il s'avère impossible d'obtenir par simple croissance thermique, des oxydes possédant d'excellentes propriétés diélectriques et conduisant à une interface de très bonne qualité.

Pour l'InP, diverses techniques de passivation ont généralement permis d'obtenir des densités d'états d'interface minimales de l'ordre de $10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$. Bien que l'interface ne soit pas comparable à celle d'un MOS-Si, elle permet la réalisation de MISFETs de performances dynamiques très attrayantes. Il demeure cependant un problème avec ces dispositifs lié à la présence de phénomènes de dérive et d'instabilité électrique se traduisant généralement par une décroissance rapide en fonction du temps du courant source-drain. Ces effets sont souvent attribués au piégeage des porteurs du canal à l'interface, ou dans l'isolant par effet tunnel.

L'importance de l'interface dans le phénomène de dérive relance la polémique sur la présence de l'oxyde natif à la surface de l'InP et du rôle joué par celui-ci. Ainsi certains chercheurs favorisent la croissance d'un oxyde natif sur l'InP ce qui leur semble une solution "naturelle" pour réaliser une interface, où toutes les liaisons sont satisfaites, et donc dépourvue d'états de surface. D'autres par contre sont partisans de son élimination totale, lui reprochant d'être hétérogène, de faible bande interdite, conducteur et siège de transport ionique.

2. LIMITES DES DISPOSITIFS MIS SUR InP

2.1. ETATS D'INTERFACE

Les interfaces des dispositifs diélectrique-InP sont généralement très complexes. Les conséquences de leur interaction avec les porteurs de charge du semiconducteur peuvent être très néfastes sur le fonctionnement des composants électroniques.

Nous limiterons notre présentation aux principales caractéristiques électriques des interfaces qui sont influencées par la présence de pièges, tout en dégageant certaines conséquences directes sur le fonctionnement des dispositifs.

2.1.1. Piégeage, dépiégeage des porteurs et blocage du niveau de Fermi

La variation de la charge des états d'interface par piégeage ou dépiégeage des porteurs libres peut à elle seule compenser la variation de la charge dans la grille donnant ainsi une stagnation de la charge dans le semiconducteur et donc un blocage du niveau de Fermi. Ce phénomène est d'autant plus marqué que la densité des états est élevée. Les pièges à l'interface pour un semiconducteur de type n par exemple, peuvent empêcher la formation du régime d'accumulation, s'ils bloquent le niveau de Fermi près de la bande de conduction, ou empêcher la formation du régime d'inversion si le blocage a eu lieu près du milieu de la bande interdite.

Pour un MISFET, le facteur de qualité s'exprime par son aptitude à amplifier la charge dans le canal à partir d'une augmentation de la charge de grille, or le blocage du niveau de Fermi entraîne un déficit du nombre de porteurs dans le canal, et diminue donc la qualité du dispositif.

Le blocage du niveau de Fermi constitue par exemple l'entrave principale au développement de la filière MISFET sur GaAs. En effet l'interface diélectrique-GaAs présente en général un profil en U des états d'interface avec un minimum de $10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ rendant impossible la création de la couche d'accumulation ainsi que celle de la couche d'inversion [Mui-93]. Récemment, des progrès significatifs ont été réalisés rendant possible la fabrication de structure MIS-GaAs avec un minimum d'états d'interface d'environ 3×10^{10}

$\text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ [Wang-93], [Passlack-96], [Passlack-97]. La filière MESFET constitue cependant le choix pour ce matériau du fait que le métal de grille, réservoir semi-infini d'électrons, compense toute variation de charge dans les pièges de surface et empêche le blocage du niveau de Fermi. Ce choix est surtout motivé par l'importance de la barrière de Schottky que permet ce matériau (0,8 eV sur le GaAs de type n)[Viktorovitch-90].

Pour l'InP, même si le déplacement du niveau de Fermi est souvent limité par le blocage de E_F en haut de la bande interdite, sa plage de variation permet d'obtenir:

- * Une couche d'inversion sur un substrat de type p, ce qui favorise la réalisation des MISFETs à inversion (Figure 2.1) [Meiners-79], [Okamura-80],

- * Une couche d'accumulation sur un substrat de type n permettant la réalisation des MISFETs à accumulation [Meiners-80] [Jeong-95].

Un autre dispositif qui est vulnérable à la présence des états interfaces est le CCD (circuit à transfert de charges). Le paramètre crucial du CCD est l'efficacité de la charge transférée d'une cellule à l'autre. Les états d'interface réduisent cette efficacité, en piégeant une partie de la charge lors de l'injection dans une cellule, et en la relâchant avec un certain retard après le transfert à la cellule adjacente.

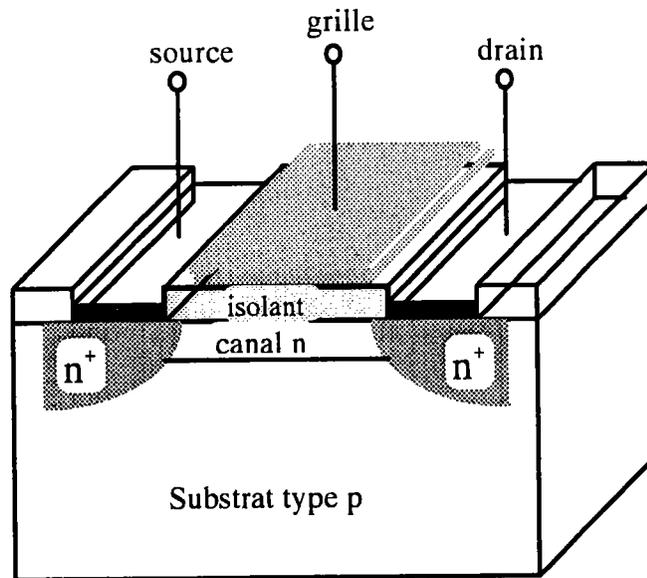


Figure 2.1: Coupe transversale d'un transistor MISFET à canal n

2.1.2. Recombinaison à l'interface

Les processus de recombinaison à l'interface sont contrôlés par les états électroniques rapides localisés à proximité immédiate (distance atomique) du volume du semiconducteur. En effet, certains des porteurs libres peuvent être piégés par ces états et se recombiner avec d'autres porteurs de signe opposé, piégés à leur tour par ces mêmes états. L'importance de ce phénomène dépend de la densité des états interface et de leur cinétique d'échange de porteurs avec les bandes permises du semiconducteur. L'intensité de la photoluminescence émise par un semiconducteur est directement influencée par les processus de recombinaison en surface généralement non radiatifs, qui ont tendance à la réduire.

Pour l'InP, on observe habituellement des vitesses de recombinaison en surface n'excédant pas les 10^4 cm s^{-1} . Ceci lui confère des caractéristiques de luminescence le rendant favorable aux applications optoélectroniques [Casey-77].

2.1.3. Diffusion des porteurs à l'interface

La variation de la charge piégée à l'interface est l'un des facteurs qui contribue à la diffusion des porteurs libres. Ce phénomène de diffusion est généralement accompagné d'une diminution de la mobilité des porteurs près de l'interface [Viktorovitch-90]. Cependant les transistors MISFETs-InP ne semblent pas être trop affectés par ce phénomène puisque des valeurs de mobilité effective en surface ($3800 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ [Dimitriou-85]) avoisinant celle du volume ($4600 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$) ont été publiées.

2.2. INSTABILITES ELECTRIQUES

La principale entrave au développement de la filière MISFET-InP est la présence systématique de phénomènes d'instabilité électrique. Outre la dérive, l'hystérésis et la dispersion fréquentielle que nous développerons ci-dessous, plusieurs auteurs signalent des variations importantes de leurs résultats d'une diode à l'autre sur la même plaquette, voire pour la même diode, selon la date de mesure [Zencirci-87][Cameron-84][Sawada-83]. Il faut convenir que la reproductibilité n'est pas toujours totalement acquise.

2.2.1. Phénomènes de dérive

La présence de pièges situés dans le volume de l'isolant, avec des constantes de temps qui peuvent aller de quelques microsecondes à plusieurs heures est l'une des raisons

majeures invoquée pour expliquer la dérive importante de la tension de bande plate dans les structures MIS-InP, ou la décroissance logarithmique du courant drain-source dans le cas des MISFET opérant à tension de grille constante.

Ces phénomènes d'instabilité électrique ne sont pas spécifiques aux systèmes diélectrique-InP, mais sont présents dans toutes les structures MIS à base de semiconducteurs III-V.

Face à l'extrême complexité du phénomène de dérive, de nombreux modèles ont été proposés pour comprendre son origine. Chacun de ces modèles décrit une partie de la réalité. Une étude critique de ces modèles a été effectuée par Wager et al [Wager-87].

Les modèles présentés par Heiman et Warfield [Heiman-65] et Van Staa et al [Staa-83] prévoient bien une dépendance logarithmique de la tension de bande plate et du courant drain-source d'un transistor MISFET. Ils ne permettent toutefois pas d'expliquer la dépendance croissante de la dérive des structures avec la température.

Okamura et Kobayachi [Okamura-80] ont proposé un modèle d'effet tunnel assisté thermiquement pour expliquer la dépendance de la dérive en fonction du temps et aussi en fonction de la température.

Van Vechten et Wagner [Vechten-85] proposent dans leur modèle qu'un apport d'électrons libres au cours de la formation du canal, active le saut des atomes d'indium sur une lacune de phosphore voisine V_p , annulant ainsi V_p et créant un nouveau défaut complexe: une lacune d'indium et un défaut antisite In_p . D'après ces auteurs, ce processus se produit en sens inverse avec une cinétique similaire en déplétion. Ce modèle est susceptible de décrire une part de la réalité, puisqu'il a été prouvé expérimentalement que l'apport de phosphore ou sa compensation, durant l'élaboration de l'interface diélectrique-InP, réduit d'une façon importante les phénomènes d'instabilité électrique [Pande-85], [Kobayashi-84], [Choujaa-86], [Blanchet-85].

2.2.2. Phénomènes d'hystérésis

Une seconde manifestation des instabilités électriques consiste en un hystérésis des caractéristiques capacité-tension $C-V_g$ des structures MIS. Ce phénomène se traduit par un décalage en tension accompagné souvent d'une variation des pentes entre la montée et la descente des caractéristiques $C-V_g$. L'importance de l'hystérésis dépend de plusieurs

facteurs, à savoir les bornes de variation de la tension, la vitesse de balayage, les contraintes de tension, la température, etc ...

Il est généralement admis que les mécanismes physiques qui donnent naissance à ce phénomène se divisent en deux types:

* l'échange de charges entre le semiconducteur (type n) et les pièges à l'interface ou dans l'isolant quand il s'agit d'un hystérésis dans le sens des aiguilles d'une montre "clockwise" [Heiman-65], [Hasegawa-87], [He-87]

* le mouvement des charges mobiles dans la couche isolante quand il s'agit d'un hystérésis dans le sens inverse des aiguilles d'une montre "anticlockwise" [Hwu-87].

2.2.3. Dispersion fréquentielle de la capacité MIS en accumulation

La dispersion fréquentielle de la capacité en accumulation est un phénomène souvent signalé pour les structures MIS à base de semiconducteurs III-V. Plusieurs mécanismes ont été proposés pour expliquer l'origine de ce phénomène à savoir: la variation de la réponse des pièges à l'interface ou dans l'isolant avec la fréquence du petit signal alternatif, superposé à la tension continue [Landheer-93] [Hidaka-95], la dispersion de la permittivité du diélectrique [Diamant-91] [Meiners-81] [Eftekhari-95], la résistance série [Sah-69] [Nicolian-82], la conductance de fuite dans la couche isolante [Sawada-82] [Zeisse-79] [Passlack-96] [Passlack-97], le piégeage dans l'isolant par effet tunnel direct [Mui-92] [Klopfentein-87] [Baehr-95] [Besland-96], etc..

3. CONTROLE DE L'INTERFACE: DES APPROCHES POSSIBLES

Vue l'extrême diversité des situations réelles rencontrées aux interfaces InP et la richesse de la littérature concernant ce sujet, il nous est impossible d'en faire un compte-rendu détaillé. Des revues assez complètes sur la passivation des semiconducteurs III-V et plus particulièrement de l'InP ont été publiées par Viktorovitch et al en 1990 [Viktorovitch-90] et en 1992 [Viktorovitch-92], une autre, sur les systèmes diélectriques-semiconducteurs III-V, a été publiée par Mui en 1993 [Mui-93]. Notre discussion portera essentiellement sur certains aspects de la passivation de l'InP et les isolants les plus connus, en insistant sur les objectifs à atteindre et les approches possibles.

Compte-tenu de la nature des défauts susceptibles d'être présents aux interfaces, les buts recherchés lors de la passivation et du dépôt du diélectrique sont les suivants:

* Obtenir une surface plane, propre (avec le moins d'impuretés possibles et éventuellement peu ou pas de trace d'oxydation), stoechiométrique et uniforme. Pour cela on fait subir généralement à la surface de l'InP un polissage mécano-chimique puis un traitement chimique avant le dépôt de l'isolant.

* Maintenir l'intégralité du matériau semiconducteur en évitant la formation incontrôlée de lacunes de phosphore et de défauts d'indium antisites. Il faut donc respecter la fragilité de l'interface en effectuant le dépôt dans les conditions les plus douces possibles, et en évitant la présence d'espèces énergétiques (électrons, ions) au cours des différentes étapes technologiques de préparation de l'interface et du dépôt.

* Assurer une bonne liaison chimique entre l'isolant et le semiconducteur pour éliminer le maximum de liaisons pendantes, avec éventuellement l'élaboration d'une couche de transition à structure flexible pour assurer une bonne liaison chimique entre les deux matériaux.

* Déposer un isolant possédant de bonnes propriétés diélectriques ainsi qu'une bonne stabilité chimique, physique et mécanique.

Pour atteindre les objectifs que nous venons d'exposer, plusieurs procédés de passivation et une grande variété d'oxydes et d'isolants ont été étudiés. Nous concentrerons notre attention dans ce qui suit sur les résultats les plus prometteurs publiés récemment sur le sujet.

Nous pouvons dégager trois tendances:

3.1. OXYDE NATIF

Contrairement au silicium, l'oxydation des semiconducteurs III-V conduit souvent à une composition hétérogène constituée des oxydes des deux éléments III et V. En effet, les travaux de Schwartz et al [Schwartz-82] sur les oxydes d'InP ont permis de mettre en évidence l'existence de plusieurs composés (InPO_4 - $\text{In}(\text{PO}_3)_3$ - P_2O_3 - In_2O_3). Ils ont montré aussi que dans les conditions d'équilibre thermodynamique, le composé oxydé le plus stable est InPO_4 . Plusieurs travaux ultérieurs [Wager-82] [Fathipour-85] ont confirmé la formation d'une couche d'oxyde natif stable constituée de InPO_4 après exposition de l'InP à l'oxygène.

Il serait donc intéressant de développer des processus technologiques permettant de favoriser la croissance d'un oxyde par rapport à un autre pour obtenir des couches

homogènes en composition et en épaisseur. Cette passivation peut précéder un éventuel dépôt d'un diélectrique approprié conservant l'homogénéité de la composition et de la structure de l'oxyde.

Beaucoup de travaux ont mis en évidence l'effet bénéfique de la présence d'un oxyde formé volontairement sur la surface de l'InP, et le rôle qu'il peut jouer pour assurer la transition entre le semiconducteur et le diélectrique [Viktorovich-90] [Viktorovitch-92] [Besland-96].

3.2. DIELECTRIQUES CLASSIQUES

Il s'agit de diélectriques dont les propriétés intrinsèques sont bien établies depuis longtemps tel que SiO_2 [Plais-91] [Diamant-91] [Hashizume-93] [Shei-95] [Eftekhari-95] [Besland-96], Si_3N_4 [Devnath-97] [Kim-90] [Landheer-93] [Hasegawa-87], Al_2O_3 [He-87] [Blanchet-85] [Viktorovitch-90]...

Le développement des techniques de dépôt ainsi que des traitements de surface ont permis une nette amélioration de la densité d'états d'interface des structures MIS élaborées avec ce type d'isolant.

Plusieurs travaux ont montré le rôle de la stabilisation arsenic (As) ou phosphore (P) [Viktorovitch-92] [Nishizawa-94] [Nishizawa-96] avant le dépôt de ces isolants dans l'amélioration de la qualité de l'interface. On peut citer en particulier:

- Kobayashi et al [Kobayashi-84] ont mis en évidence l'intérêt d'exposer la surface de l'InP à une pression de P pour réduire la densité d'états d'interface des systèmes Al_2O_3 -InP.

- Pande et al [Pande-85] obtiennent de très bons résultats en réalisant un oxyde de surface riche en P ($\text{P}_2\text{O}_x\text{N}_{1-x}$) avant le dépôt du diélectrique (SiO_2).

- Blanchet et al [Blanchet-85] ont montré qu'avant le dépôt d' Al_2O_3 , un traitement thermique sous un jet moléculaire d'As en vue de la compensation du départ de phosphore, conduit à une amélioration de la stabilité et une réduction des états interfaces.

- Plus récemment, Shei et al [Shei-95] ont réussi à déposer à basse température l'oxyde SiO_2 en utilisant une technique de dépôt (dépôt chimique en phase vapeur) sous irradiation par une lampe deutérium. Les structures MOS ainsi obtenues présentent une

densité d'états d'interface faible de $1,2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$. Des MOSFETs de bonne performance ont été réalisés avec le même type de dépôt.

- Besland et al [Besland-96] ont utilisé une technique ECR-PECVD (Résonance Cyclotron Electronique-CVD assisté par plasma) pour déposer l'oxyde SiO_2 sur l'InP. L'effet bénéfique d'une oxydation de l'InP par plasma indirect avant le dépôt, afin d'optimiser les performances de la structure, a été mis en évidence.

En général les meilleurs résultats publiés sur ces structures présentent des densités d'états d'interface avoisinant les $10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

3.3. DIELECTRIQUES A ELEMENT V

Il s'agit d'isolants contenant dans leur composition des éléments de la colonne V du tableau périodique et essentiellement du phosphore ou de l'azote. Le principal intérêt de ces isolants est qu'un de leur élément chimique provient de la même colonne du tableau périodique qu'un des éléments du substrat, d'où l'idée d'une meilleure continuité cristallographique au niveau de l'interface. Un autre avantage de choisir un isolant riche en élément V au-dessus de la surface est la compensation du départ du phosphore lors du dépôt. En outre, la plupart de ces isolants ne contiennent pas d'oxygène dans leurs composition chimique et leur dépôt permet donc d'éviter l'oxydation involontaire de l'InP. Cette voie a été mise en oeuvre récemment avec quelques résultats prometteurs:

Astito et al [Astito-91] ont déposé un polymère Azote-Phosphore ($\text{P}_x\text{N}_y\text{Cl}_z$) par PECVD, sur InP. Un recuit de 30 mn à 300K dans un mélange (N_2+H_2) avant la réalisation des électrodes leur permet d'avoir une résistivité de leur isolant de $10^{13} \Omega\text{cm}$ et un minimum de densité d'états d'interface d'environ $10^{10} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

Jeong et al [Jeong-90] ont réalisé par dépôt chimique en phase vapeur du nitrure de phosphore (P_3N_5) sur InP avec une densité d'états d'interface de $3,6 \times 10^{10} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Plus récemment, ces mêmes auteurs [Jeong-95] ont réalisé des MISFETs sur InP, de bonne qualité, en utilisant un traitement de la surface par le soufre suivi d'un dépôt de P_3N_5 par technique UVCVD.

La passivation par le soufre des semiconducteurs III-V (tel que la solution $(\text{NH}_4)_2\text{S}$) est l'une des voies récentes qui a attiré l'attention d'un grand nombre de chercheurs

[Klopfenstein.88] [Maeda-93] [Fukuda-94]. Un tel traitement de surface permet de réduire la vitesse de recombinaison en surface et d'améliorer les propriétés électroniques des systèmes diélectrique-InP [Viktorovitch-92]. Ceci s'explique par le fait que la solution $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ élimine l'oxyde natif et couvre la surface par une monocouche de soufre [Tao-92] [Sugiyama-95]. Gao et al [Gao-95] montrent que le traitement de la surface de l'InP par une solution de soufre contenant du $\text{Br}_2 + \text{MeOH}$ optimise l'élimination de l'oxyde et permet l'obtention d'une surface passivée de très faible rugosité.

Dans notre laboratoire, nous étudions les structures MIS (Au/BN/InP). Le nitrure de bore (BN) est choisi pour ses qualités intrinsèques intéressantes. En effet il est connu comme étant un bon isolant électrique, chimiquement inerte, thermiquement stable. Deux techniques de dépôt PECVD ont été utilisées successivement RF puis micro-onde. L'analyse des propriétés électriques de nos structures [Bath-91][Bat-94] [Baehr-95] [Koukab-97-a] [Koukab-97-b] fait apparaître une résistivité de l'ordre de $10^{13} \Omega\text{cm}$, une dispersion fréquentielle très faible sur nos meilleures structures, et une densité d'états d'interface de l'ordre de $10^{11} \text{eV}^{-1} \text{cm}^{-2}$.

4. CONCLUSION

L'examen de la littérature montre que les efforts consentis dans le développement des divers traitements de surface d'InP et dans les techniques de dépôts des isolants ont permis une amélioration certaine de la qualité des structures réalisées. Malgré cela, aucune des procédures de passivation actuelles ne permet l'élaboration de structures avec la stabilité requise pour une application dans la microélectronique rapide ou dans l'optique intégrée. La réduction des états d'interface observée dans les travaux de ces dernières années devrait permettre la réalisation de MISFET sur InP, tant attendu pour une utilisation industrielle fiable. Pour maintenir cette évolution, il est primordial de continuer à établir des corrélations entre propriétés physico-chimiques et structurales, et propriétés électroniques des surfaces et interfaces. Il faut aussi concentrer plus d'efforts dans le développement des méthodes de caractérisation, afin de pouvoir donner une évaluation quantitative précise des propriétés de l'interface, et permettre une meilleure comparaison entre les résultats des différents laboratoires.

CHAPITRE II
**PROCEDES TECHNOLOGIQUES MIS EN OEUVRE POUR
 ELABORER ET CARACTERISER LES STRUCTURES MIS**

1. INTRODUCTION	18
2. ELABORATION DES STRUCTURES Au/BN/InP	18
2.1. CARACTERISTIQUES ET TRAITEMENT DE L'InP AVANT LE DEPOT.....	18
2.2. DEPOT DE L'ISOLANT	20
2.3. ELECTRODES DE CONTACT.....	22
3. OUTILS DE CARACTERISATION.....	22
3.1. BANC DE MESURES I-V	22
3.2. BANC DE MESURES C-V ET G-V.....	23
3.3. BANC DE MESURES DLTS.....	23
3.3.1. <i>Méthode de Lang (double boxcar moyeneur)</i>	23
3.3.2. <i>Méthode à détection synchrone:</i>	24
4. CARACTERISATION DES STRUCTURES MIS-InP (DIFFICULTES RENCONTREES).....	25
4.1. METHODE DE TERMAN.....	26
4.2. METHODE DE CASTAGNE ET VAPAILLE	30
4.3. METHODE DE LA CONDUCTANCE	32
4.4. ETUDE DES TRANSITOIRES DE CAPACITE	33

**PROCEDES TECHNOLOGIQUES MIS EN OEUVRE POUR
ELABORER ET CARRACTERISER LES STRUCTURES MIS**

1. INTRODUCTION

Comme on l'a vu dans le chapitre précédent, les conditions expérimentales de fabrication, le choix de l'isolant et les procédés technologiques mis en oeuvre, ont une influence déterminante sur les performances électriques des structures MIS-InP. Aussi, l'objectif essentiel des groupes de recherche travaillant sur ces structures est d'établir des corrélations directes entre les paramètres de fabrication et les propriétés électriques. L'atteinte de cet objectif nécessite l'utilisation de méthodes de caractérisations électriques fiables. L'application des méthodes classiques aux structures MIS-InP se heurte à plusieurs difficultés à cause des phénomènes complexes caractérisant ces dernières.

Nous consacrerons la première partie de ce chapitre à l'exposition des différentes étapes de fabrication des structures MIS (Au/BN/InP) ainsi que les dispositifs expérimentaux mis en oeuvre. Ensuite, nous rappelons brièvement le principe des différentes méthodes de caractérisation en concentrant notre attention sur les difficultés rencontrées lors de leur mise en oeuvre.

2. ELABORATION DES STRUCTURES Au/BN/InP

2.1. CARACTERISTIQUES ET TRAITEMENT DE L'InP AVANT LE DEPOT

Les substrats d'InP sur lesquels on va effectuer le dépôt de BN sont élaborés et fournis par divers fabricants (Crystacomm et Crismatec). Ils sont non intentionnellement

dopés, de type n, d'orientation (100) et avec une face ayant subi un polissage mécano-chimique.

En vue de la réalisation du contact ohmique, on fait subir à la face non polie un décapage chimique en la trempant dans une solution d'HCl (2N) pendant 5 min et en la rinçant à l'eau désionisée puis à l'éthanol pur.

On réalise ensuite le contact ohmique on évaporant sous vide ($2 \text{ à } 5 \cdot 10^{-6}$ Torr) sur la face traitée une couche de l'eutectique or-germanium (0,06 g de Ge pour 0,4 g d' Au) puis une autre couche d'or, d'environ 400 nm d'épaisseur (Figure 2.3). La couche d'or sert à protéger la couche d'or-germanium des traitements chimiques ultérieurs.

Ensuite on découpe les échantillons d'InP en fragments et on repère chacun d'eux par un code précisant l'origine du cristal, les coordonnées du fragment sur la tranche et la technique de dépôt qui va être utilisée (tableau 2.1).

<i>Origine du Substrat</i>	<i>Dopage nominal (cm^{-3})</i>	<i>Nom de la structure</i>	<i>code simplifié</i>	<i>Technique de dépôt</i>	<i>Température de dépôt</i>
Crystacomm	5×10^{15}	C45A10	(RF.10)	RF (PECVD)	320 °C
Crismatec	4×10^{15}	M18A13	(RF.13)	RF (PECVD)	320 °C
Crismatec	4×10^{15}	M20A4	(MO.4)	MO (PECVD)	320 °C
Crismatec	4×10^{15}	M20A3	(MO.3)	MO (PECVD)	320 °C

Tableau 2.1: *Origine et nomenclature des structures étudiées. Dans le texte, seul le code simplifié sera utilisé.*

Après la réalisation du contact ohmique, on réalise le traitement chimique de la surface polie sur laquelle on va effectuer le dépôt de l'isolant. Ce traitement peut consister en deux étapes:

* Avant l'introduction dans le réacteur, l'échantillon subit un décapage chimique dans HCl (2N) pendant 5 min pour enlever l'oxyde natif. Ce traitement est suivi d'un rinçage à l'eau désionisée et d'un séchage à l'azote.

** Après introduction dans le réacteur, on soumet l'échantillon de nouveau à un décapage in-situ par HCl en phase vapeur ($35 \text{ cm}^3/\text{mn}$) dilué avec l'azote ($350 \text{ cm}^3/\text{mn}$) et ceci pendant une dizaine de minutes, la température du substrat étant maintenue à 180°C . Ce deuxième traitement sert à éliminer les traces d'oxyde natif capable de croître entre la première phase de traitement et l'introduction dans le tube [Bath-89].

Cette deuxième étape n'a été réalisée que sur les structures où le dépôt est assisté par plasma "Radiofréquence". Pour les échantillons réalisés dans notre laboratoire par plasma "Micro-onde" ce traitement in-situ par HCl en phase vapeur n'a pas encore été mis en oeuvre.

2.2. DEPOT DE L'ISOLANT

Nos structures MIS-InP ont été réalisées par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD) du nitrure de bore. Deux réacteurs ont été utilisés à cette fin:

* Celui représenté sur la figure (2.1) où le dépôt est assisté par plasma "Radiofréquence" (RF(PECVD)). Ces dépôts ont été réalisés au LCI* par A.BATH et O.BAEHR, [Bath-91].

* Celui schématisé sur la figure (2.2) et mis en oeuvre récemment dans notre laboratoire. Dans ce dernier le dépôt est assisté par plasma "Micro-onde" (MO(PECVD)) [Baehr-96].

Dans les deux réacteurs on utilise le borane diméthylamine ("BDMA", $\text{BH}_3\text{NH}(\text{CH}_3)_2$) pour obtenir le bore nécessaire au dépôt du BN.

Le BDMA contient autant de bore que d'azote, mais les couches obtenues en faisant réagir uniquement ce composé présentent un rapport N/B très faible [Schleich-88]. Pour augmenter l'apport d'azote, on a ajouté une source d'ammoniac (NH_3) dans le premier réacteur RF(PECVD) et une source d'azote (N_2) dans le deuxième réacteur MO (PECVD).

* LCI: Laboratoire de Chimie Inorganique, Université technologique de Delft (PAYS-BAS).

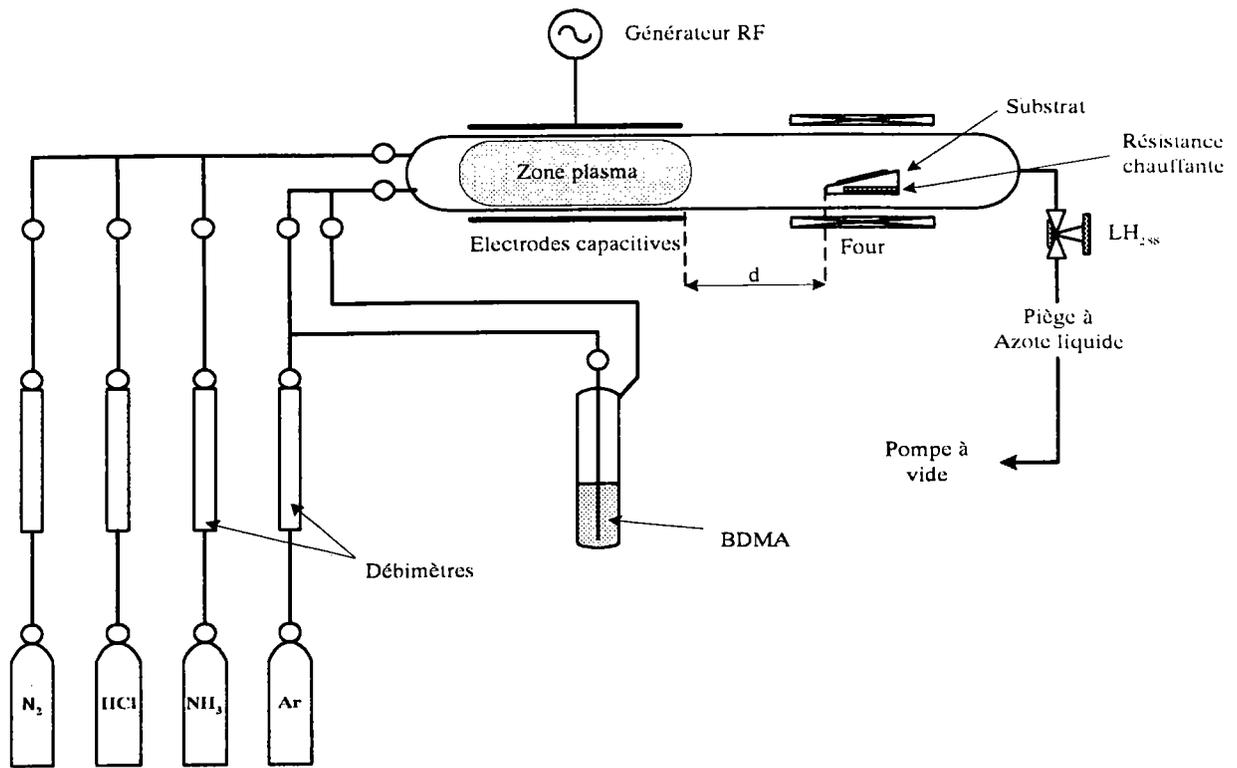


Figure 2.1 Schéma synoptique du réacteur PECVD (Radiofréquence).

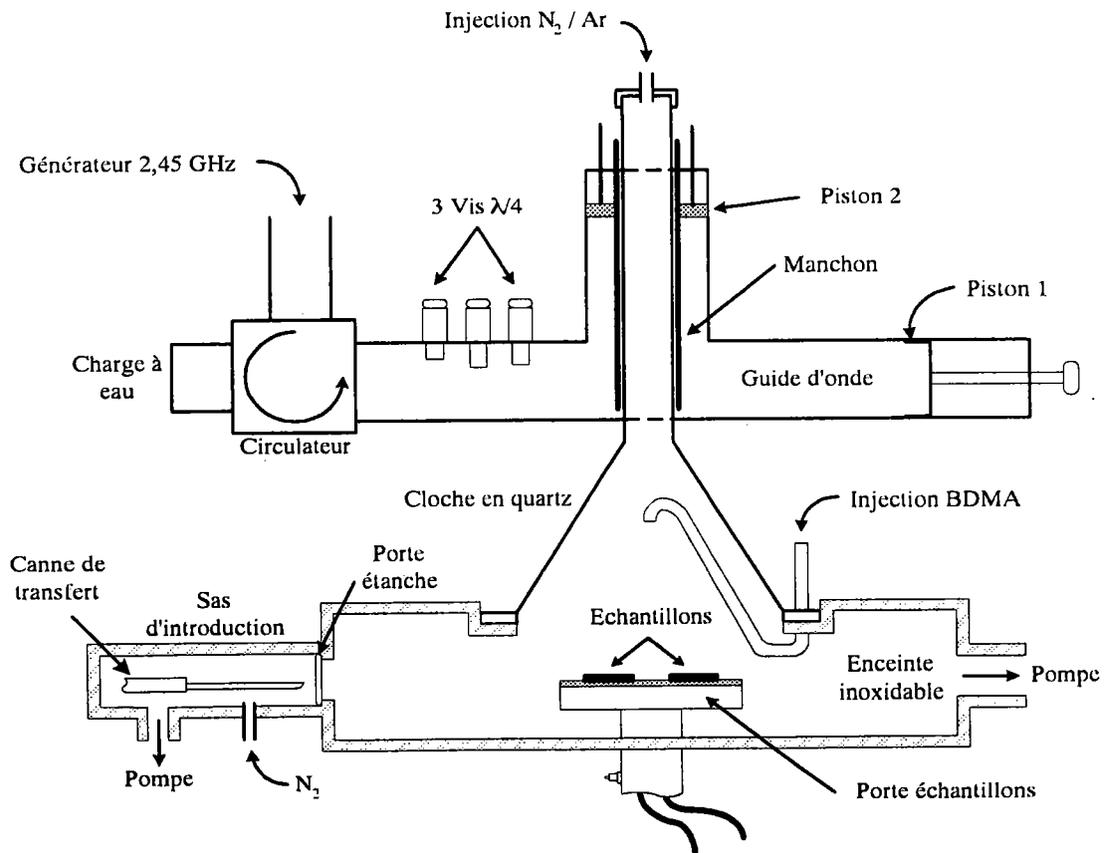


Figure 2.2 Schéma synoptique du réacteur PECVD (Micro-onde).

2.3. ELECTRODES DE CONTACT

Les électrodes de contact (Figure 2.3) sont des plots d'or de forme circulaire, de diamètre 1 mm, obtenus par évaporation d'or sous vide et à travers un masque disposé sur l'échantillon. Leur épaisseur est généralement d'environ 500 nm.

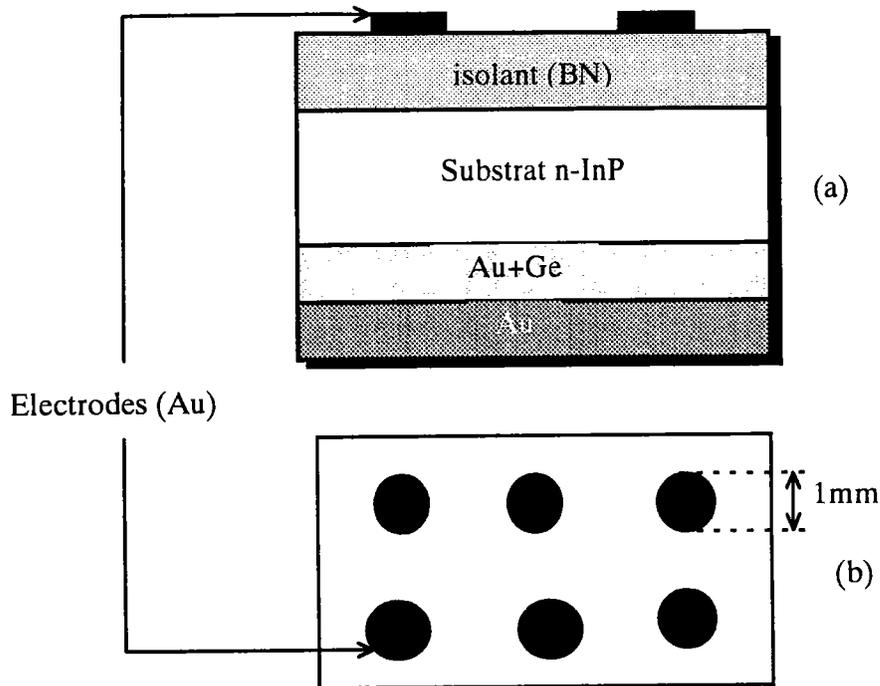


Figure 2.3 Structure MIS sur InP; (a) Vue en coupe, (b) Vue de dessus.

3. OUTILS DE CARACTERISATION

3.1. BANC DE MESURES I-V

Le dispositif expérimental destiné aux mesures courant-tension ($I-V_g$) à différentes températures est composé d'un appareil (S.M.U. KEITHLEY 236) comprenant une source de courant et un voltmètre. Il peut fonctionner comme source de courant (10^{-13} - 10^{-1} A) et voltmètre ou comme source de tension (10^{-4} - 110 V) et ampèremètre. L'échantillon est disposé dans un cryostat dont la température est contrôlée. Le montage, entièrement automatisé, est piloté par un micro-ordinateur compatible muni d'un port IEEE.

3.2. BANC DE MESURES C-V ET G-V

Le banc de mesure qui nous permet d'obtenir la caractéristique d'impédance (capacité 'C' et conductance 'G') de la structure MIS en fonction de la tension appliquée, comporte pour l'essentiel: Un analyseur d'impédance (LF IMPEDANCE ANALYSER 4192 A) Hewlett Packard qui permet la mesure de plusieurs grandeurs électriques (C, G...) pour des polarisations en tension continue qui peuvent varier de - 35 V à + 35 V et à laquelle on peut superposer un petit signal alternatif avec une amplitude variant de 5 mV à 1,1 V. A température ambiante une amplitude de 20 mV est couramment utilisée. Cet appareil permet une gamme de fréquences allant de 5 Hz à 13 MHz. Le montage est muni d'un système de régulation de température, et d'un logiciel de commande et d'acquisition des données.

3.3. BANC DE MESURE DLTS

3.3.1. Méthode de Lang (double boxcar moyennneur)

La figure (2.4) montre le schéma synoptique du dispositif de mesure DLTS par la technique Boxcar. Le banc de mesures est composé de:

- Un générateur d'impulsions de tension qui permet de fournir la tension de polarisation et une tension périodique de fréquence allant de 1Hz à 5KHz, des largeurs d'impulsion allant de 300 ns à 100 ms. La tension de repos V_r est ajustable de 0V à -13V, la différence ($V_m - V_r$) ayant une amplitude maximale de 13V.
- Un capacimètre rapide à 1MHz possédant des calibres allant de 10 à 1000 pF avec un temps de réponse de 10 μ s, 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 ($t_1/t_2 = 2$).
- Un générateur corrélateur 2 qui fournit une seconde impulsion, les transitoires de capacité étant analysés par le corrélateur. On utilise cette fonction pour le mode double DLTS (DDLTS).
- Un cryostat dans lequel on place les échantillons à étudier, la température pouvant varier de 77K à 320K.

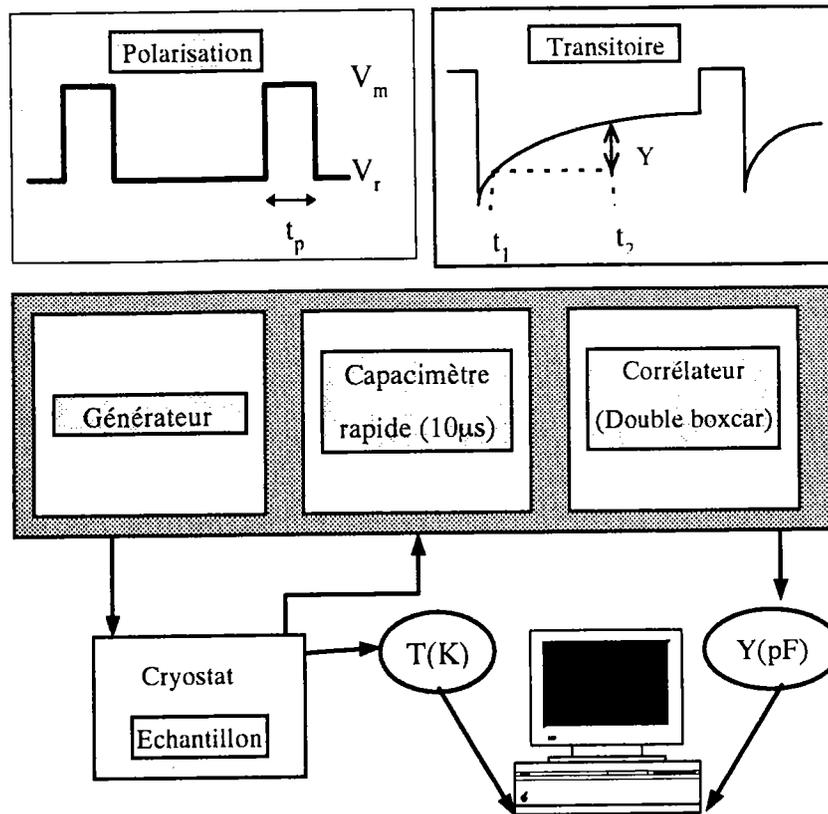


Figure 2.4 Schéma synoptique du dispositif expérimental de la mesure DLTS par la technique Boxcar.

3.3.2. Méthode à détection synchrone:

La figure (2.5) représente le schéma synoptique du dispositif expérimental de la mesure DLTS par détection synchrone.

Le système utilisé, DLS-82 de Semitrap (Hongrie), est 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 1 MHz mesurant des capacités maximales de 1000 pF, avec un temps de réponse de 5 μ s.
- Un système de compensation de la composante continue de la capacité.
- Une détection synchrone.

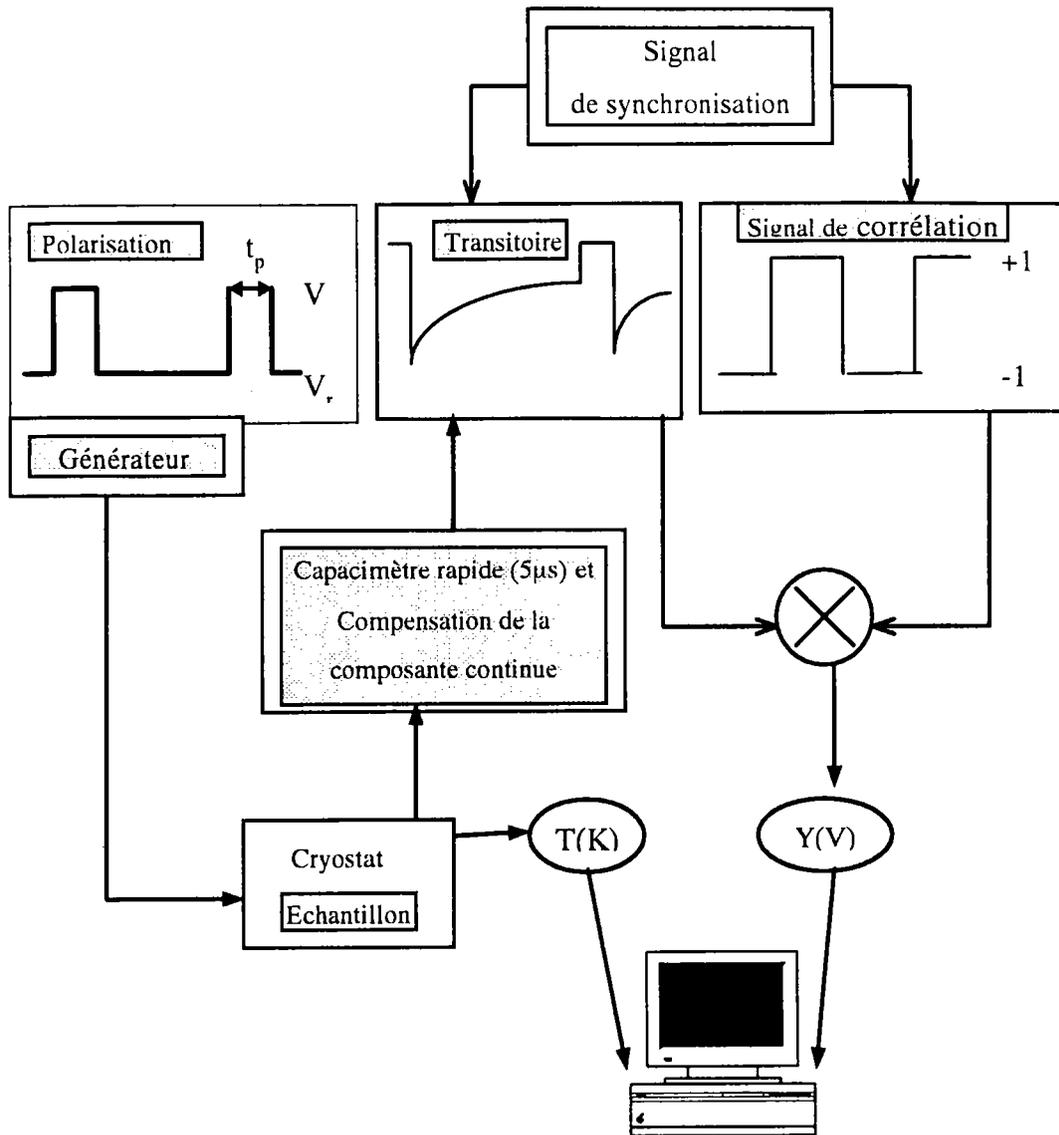


Figure 2.5 Schéma synoptique du dispositif expérimental de la mesure DLTS par détection synchrone.

4. CARACTERISATION DES STRUCTURES MIS-InP (Difficultés rencontrées)

La plupart des méthodes de caractérisation ont été mises au point pour l'étude des états électroniques de l'interface Si-SiO₂. Malheureusement pour les systèmes diélectrique-InP la situation est plus défavorable et la présence de certains phénomènes complexes (courant de fuite, charges mobiles, redistribution des atomes de dopage, instabilités électriques...), rend délicate la transposition des techniques utilisées pour le silicium [Bailly-85] [Mui-93].

Dans ce paragraphe, nous allons exposer brièvement les principes des méthodes électriques les plus utilisées en concentrant notre attention sur les difficultés rencontrées lors de leur application sur nos structures (Au/BN/InP).

4.1. METHODE DE TERMAN

Pour des fréquences du signal alternatif de la tension grille suffisamment élevées (i.e. 1MHz), le piégeage et le dépiégeage des porteurs par les états d'interface se traduisent par un étirement selon l'axe des tensions de la caractéristique $C-V_g$ mesurée. Dans la méthode de Terman [Terman-62], on utilise la comparaison de pente entre la caractéristique $C-V_g$ mesurée en haute fréquence et la courbe $C-V_g$ idéale pour déterminer la densité des états d'interface.

En supposant que seul les états d'interface participent à la déformation de la caractéristique $C-V_g$, on peut démontrer que [Nicollian-82]:

$$D_{it} = \frac{C_i}{q} \left(\left(\frac{d\psi_s}{dV_g} \right)^{-1} - 1 \right) - \frac{C_{sc}(\psi_s)}{q} \quad (2.1)$$

D_{it} est la densité des états d'interface, C_i la capacité de l'isolant, ψ_s le potentiel de surface, V_g la tension grille et C_{sc} la capacité du semiconducteur.

Par ailleurs, le potentiel de surface ψ_s nécessaire au calcul de D_{it} est déterminé à partir de la caractéristique $C-V_g$ mesurée. En effet, si on suppose qu'on est en régime de haute fréquence, c'est à dire qu'aucun état d'interface n'arrive à suivre le signal alternatif, la structure MIS est équivalente à la capacité du semiconducteur en série avec celle de l'isolant. La capacité mesurée C s'écrit alors:

$$C = \frac{C_{sc}C_i}{C_{sc} + C_i} \quad (2.2)$$

En utilisant cette équation, C_i étant supposé connu, on détermine à partir de la caractéristique $C-V_g$ la courbe $C_{sc}-V_g$. Les valeurs de C_{sc} vont nous permettre de déterminer la courbe ψ_s-V_g . Pour cela on utilise l'expression théorique de C_{sc} en fonction de ψ_s , obtenue

en supposant un profil de dopage constant N_D , et en négligeant la contribution des porteurs minoritaires:

$$C_{sc} = \frac{\epsilon_s}{\sqrt{2}L_D} \frac{[1 - e^{\beta\psi_s}]}{[e^{\beta\psi_s} - \beta\psi_s - 1]} \quad (2.3)$$

où $\beta = q/kT$, ϵ_s est la permittivité du semiconducteur et L_D la longueur de Debye

$$L_D = \left[\frac{kT \epsilon_s}{q^2 N_D} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.4)$$

Le principal avantage de cette méthode est sa rapidité et sa grande simplicité d'emploi. Cependant, nos structures Au/BN/InP ne vérifient pas forcément les hypothèses sur lesquelles on s'est basé pour établir la méthode. Ceci conduit bien sûr à une plus grande incertitude concernant les résultats obtenus. Nous citons en particulier:

Le profil de dopage

Pour établir l'équation (2.3) nécessaire à la détermination de ψ_s on a supposé que le profil de dopage est constant. Or le profil au voisinage de l'interface dépend souvent de toute l'histoire de l'échantillon: (décapage, oxydation, recuit, dépôt de l'isolant...) [Grove-64] [Nguyen-93] [Besland-96].

Plus particulièrement, nous avons constaté que les substrats des structures (Au/BN/InP) fabriquées par la technique RF (PECVD) présentent un profil de dopage près de l'interface inférieur à celui qu'ils avaient avant la réalisation des dépôts de BN. Un exemple typique de profil déterminé par la méthode capacitive sur les structures RF (RF.10) est illustré par la figure (2.6).

La diminution du dopage effectif a probablement une relation avec les espèces énergétiques (ions, électrons et radicaux) que produit les systèmes RF(PECVD) en général [Viktorovitch-90] et avec la nature des espèces chimiques provenant du précurseur employé, en l'occurrence le borane diméthylamine ($BH_3NH(CH_3)_2$).

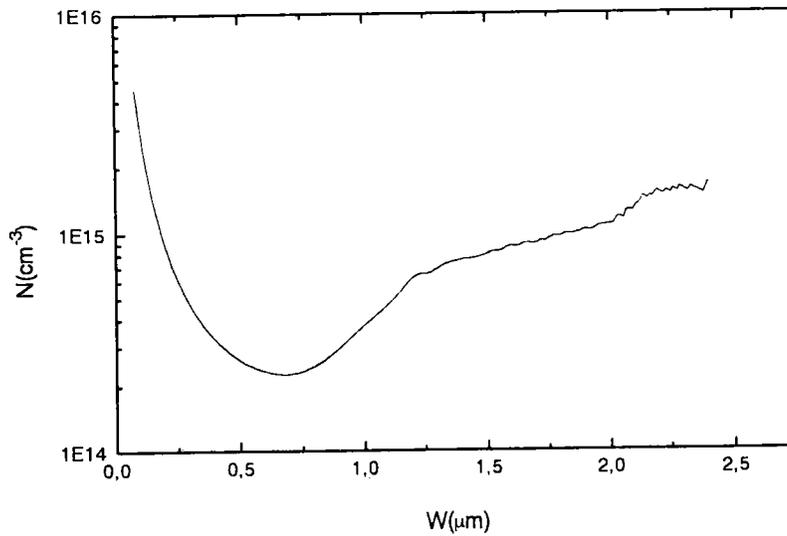


Figure 2.6 Profil de dopage de la structure RF.10 calculé par la méthode capacitive.

En effet, il est déjà établi que l'emploi de techniques de dépôt par plasma RF peut conduire à une pénétration d'espèces chimiques dans le substrat ou à un départ préférentiel du phosphore [Hashizume-93] [Ninomiya-93]. Nous citons en particulier les travaux de Nguen et al [Nguen-93] qui, en déposant du BN sur silicium par RF(PECVD), ont noté une pénétration du bore dans le substrat conduisant à des changements importants du dopage près de l'interface.

Pour les structures fabriquées par plasma micro-onde, le profil de dopage n'a pratiquement pas subi de changement (voire l'exemple de la structure MO.4 au chapitre 4). Ceci est vraisemblablement imputable à la douceur de la méthode de dépôt. Par ailleurs, il faut noter que ces structures ont été réalisées sans décapage in-situ par HCl en phase vapeur.

L'utilisation de la méthode de Terman, qui suppose un profil de dopage constant, sur les structures fabriquées par RF(PECVD) peut conduire à des résultats totalement erronés (voir paragraphe 4.1, Chapitre. 3).

Charges mobiles dans l'isolant

Le deuxième phénomène qui nous cause un problème lors de l'application de la méthode de Terman sur nos structures est le mouvement des charges dans l'isolant. En effet, l'une des hypothèses sur laquelle on s'est basé pour établir l'équation (2.1) est que la

variation de la pente de la caractéristique $C-V_g$ mesurée est due exclusivement à l'activité des états d'interface. Or les charges mobiles à 300K présentes dans l'isolant de nos structures et dont la concentration peut être du même ordre de grandeur que celle des états d'interface, peuvent influencer la forme des caractéristiques $C-V_g$. Cette déformation est causée plus particulièrement par le mouvement du barycentre des ions mobiles en fonction de V_g , ou par une distribution non-uniforme des charges lorsqu'elles s'accumulent près de l'interface.

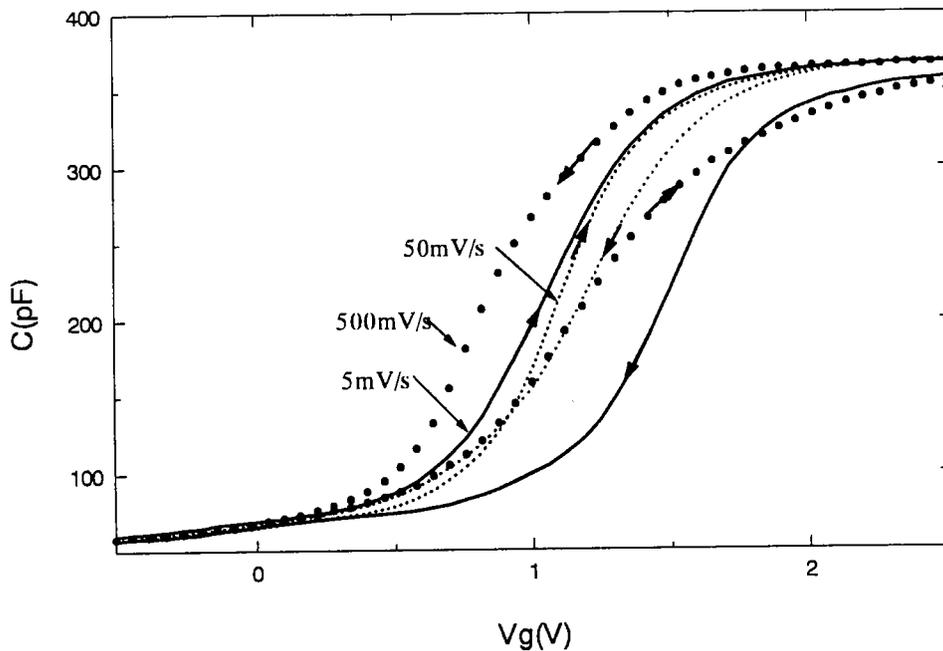


Figure 2.7 Caractéristiques $C-V_g$ à différentes vitesses de balayage typiques d'une structure RF.

Les caractéristiques $C-V_g$ mesurées sur nos structures (figure 2.7), montrent généralement un changement du sens de l'hystérésis ou sa disparition selon la vitesse de balayage en tension imposée, ce qui témoigne de l'existence de deux mécanismes antagonistes: Le remplissage des états d'interface, qui cause un hystérésis dans le sens des aiguilles d'une montre et le mouvement des charges dans l'isolant qui cause un hystérésis dans le sens contraire [Hwu-87]. Le changement du sens de l'hystérésis s'accompagne d'un changement de pente des courbes $C-V_g$. Pour les vitesses de balayage où l'hystérésis disparaît la pente des caractéristiques $C-V_g$ devient plus raide. Il est clair donc que la

compensation de l'effet du remplissage des états d'interface par le mouvement des charges dans l'isolant entraînera une sous-estimation importante des densités d'états d'interface déterminées par la méthode de Terman.

Autres sources d'erreurs

Il existe d'autres sources d'erreurs qui peuvent affecter les résultats de la méthode de Terman [Nicollian-83]. Nous citons en particulier:

* La distribution non-uniforme des charges fixes dans l'isolant près de l'interface, qui déforme les courbes $C-V_g$ d'une manière telle qu'on pourrait penser à de fortes densités d'états d'interface.

* Le régime haute fréquence qui peut être très difficile à réaliser surtout en accumulation où les états d'interface sont suffisamment rapides pour qu'ils puissent suivre le signal même à 1 MHz (voir chapitre.5).

* Les phénomènes de dérive spécifiques à l'InP. Les états lents qui en sont probablement la cause rendent l'atteinte de l'équilibre thermodynamique très difficile. Pour caractériser de tels états par la méthode de Terman, les mesures $C-V_g$ devront s'effectuer avec de très faibles vitesses de balayage.

* La capacité de l'isolant dont la détermination présente des difficultés à cause des phénomènes de dispersion fréquentielle en régime d'accumulation. Or la méthode de Terman est très sensible à l'erreur commise sur la valeur de la capacité de l'isolant.

4.2. METHODE DE CASTAGNE ET VAPAILLE

Castagné et Vapaille [Castagné-71] ont montré qu'on peut déterminer expérimentalement la capacité des états d'interface (C_{ii}) et donc leur densité en combinant les mesures $C-V_g$ en haute fréquence et en basse fréquence. Leur méthode permet d'éviter le calcul théorique de C_{sc} et donc les problèmes dus au profil de dopage.

La méthode consiste à comparer la courbe $C_{HF}-V_g$ enregistrée en haute fréquence, où les états d'interface ne répondent pas au signal, à une courbe très basse fréquence, $C_{BF}-V_g$ où

l'équilibre thermique serait toujours maintenu. Cette dernière condition impose des fréquences de mesure bien inférieures à l'inverse des constantes de temps de capture ou d'émission des états d'interfaces et de génération-recombinaison des porteurs minoritaires. En pratique il faudrait des fréquences inférieures au Hz, ce qui rendrait les mesures très délicates. On préfère donc utiliser la technique de la rampe de tension proposée par Castagné [Castagné-68] et par Kuhn [Kuhn-70]. On applique une rampe de tension à montée lente sur la structure et l'on mesure le courant de déplacement i_d .

On a:

$$i_d = \frac{dQ_g}{dt} = \frac{dQ_g}{dV_g} \frac{dV_g}{dt} = C_{BF} \frac{dV_g}{dt} \quad (2.5)$$

Donc

$$C_{BF} = i_d \left(\frac{dV_g}{dt} \right)^{-1} \quad (2.6)$$

La capacité du semiconducteur C_{sc} est ensuite déterminée expérimentalement à partir de la capacité haute fréquence (équation 2.2). Sachant que C_{BF} s'écrit sous la forme suivante:

$$\frac{1}{C_{BF}} = \frac{1}{C_i} + \frac{1}{C_{sc} + C_{it}} \quad (2.7)$$

on trouve:

$$C_{it} = qD_{it} = \left(\frac{1}{C_{BF}} - \frac{1}{C_i} \right)^{-1} - C_{sc} \quad (2.8)$$

Cependant cette méthode présente une limitation la rendant pratiquement inapplicable pour nos structures. En effet elle n'est utilisable que pour des structures dont l'isolant est de très bonne qualité. Les résultats qu'elle donne pour des structures contaminées par des charges mobiles et dont l'isolant est de "faible" résistivité (inférieure à

$10^{16} \Omega \text{ cm}$) [Mui-93] [Sundaram-93] sont très délicats à interpréter. Pour déterminer D_{it} il faut soustraire au courant mesuré pendant la rampe de tension toutes les contributions dues aux courants de fuite et ne prendre en compte que le courant de déplacement.

En outre, cette méthode utilise comme la méthode de Terman la caractéristique $C-V_{g, \text{ie}}$ haute fréquence. Elle demande donc un choix judicieux des fréquences de travail. Là encore la dispersion fréquentielle et les phénomènes d'instabilité électrique peuvent constituer un handicap lors de l'application de la méthode.

4.3. METHODE DE LA CONDUCTANCE

Cette méthode a été proposée pour la première fois par Nicollian et Goetzberger [Nicollian-67]. Elle consiste à mesurer la conductance de la structure en fonction de la fréquence, à des tensions V_g fixes. L'intérêt est que la conductance est directement liée à la réponse des états d'interface. En effet, pour des hautes fréquences, les états d'interface ne répondent pas au signal alternatif et aucune perte n'est enregistrée; la conductance est alors nulle. Pour les faibles fréquences, la conductance est aussi nulle, puisque tous les états d'interface sont en équilibre avec le signal ac. Pour les fréquences intermédiaires les états d'interface répondent avec un certain retard au signal alternatif, et les pertes dues à leur traînage créent un pic de conductance. La largeur et la hauteur de ce pic sont reliées à la densité des états d'interface, alors que la position du pic est liée au temps de réponse des états d'interface. L'ajustement d'un modèle statistique [Nicollian-82] sur les conductances mesurées permet d'accéder à la distribution des états d'interface.

La méthode de la conductance est particulièrement sensible et puissante. Son application aux semiconducteurs III-V se heurte cependant à plusieurs difficultés. Les plus importantes sont la présence quasi-systématique des phénomènes de dérive électrique, la difficulté de réaliser l'équilibre thermodynamique l'éventuelle conductance de l'isolant... Toutes ces contributions complexes rendent les résultats de la méthode de conductance sur les MIS (III-V) très délicats à interpréter [Bailly-85][Zeisse-79][Pande-79] [Barrada-95].

4.4. ETUDE DES TRANSITOIRES DE CAPACITE

La spectroscopie des niveaux profonds par transitoires de capacité "Deep level Transient Spectroscopy (DLTS)" a été mise au point par Lang [Lang-74], pour étudier les défauts de volume des semiconducteurs. Elle a été étendue à la caractérisation des états d'interface par Schultz et al [Schultz-77]. La méthode consiste à étudier la cinétique de retour à l'équilibre de la capacité d'une structure MIS, qui suit l'application d'une impulsion passante de polarisation. La théorie de la méthode a fait l'objet de nombreux articles et a été détaillée dans de nombreux ouvrages d'électronique [Schroder-90]. Aussi, nous ne reportons dans ce paragraphe que les traits essentiels de la DLTS, en essayant de dégager les caractères spécifiques à la détermination de la densité d'états d'interface par la technique double boxcar moyenneur.

Schématiquement, on mesure la capacité C_m pendant le régime transitoire de retour à l'équilibre à deux instants t_1 et t_2 arbitrairement choisis, et cela en fonction de la température. Le signal DLTS ($\Delta C = C_m(t_1) - C_m(t_2)$) est généralement nul à basse température (émission très lente) et à haute température (émission très rapide). Entre ces deux extrêmes, ΔC passe par un maximum (ΔC^* , T^*) dont la position est fonction de t_1 et t_2 . En considérant que les transitoires de capacité sont exponentiels, on peut montrer dans le cas d'un niveau piège discret, que la vitesse d'émission maximale est:

$$e_n^* = \frac{\ln\left(\frac{t_2}{t_1}\right)}{t_2 - t_1} \quad (2.9)$$

Par ailleurs le taux d'émission e_n pour un électron du piège est donné par:

$$e_n = \sigma_n v_{th} N_c \exp\left(-\frac{E_c - E}{kT}\right) \quad (2.10)$$

Où N_c est la densité effective d'états de la bande de conduction, v_{th} la vitesse thermique des électrons, σ_n leur section efficace de capture et $E_c - E$ la distance du piège par rapport au bas de la bande de conduction. En particulier, puisque $v_{th} N_c = 2,54 \times 10^{20} \text{ x T}^2$ pour l'InP, au maximum du signal DLTS on aura:

$$e_n^* = \sigma_n 2,54 \times 10^{20} T^{*2} \exp\left(-\frac{E_c - E}{kT^*}\right) = \frac{\ln\left(\frac{t_2}{t_1}\right)}{t_2 - t_1} \quad (2.11)$$

A chaque couple de valeurs (t_1, t_2) correspond alors un couple (e_n^*, T^*) . Le tracé d'Arrhénius $\ln(e_n^*/T^{*2})$ en fonction $1000/T^*$ permet de déterminer l'énergie d'activation $E_c - E$ et la section efficace de capture σ_n du niveau piège.

Dans le cas des états d'interface, on peut montrer[Yamasaki-79], moyennant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices (en particulier que les variations de capacité sont faibles devant la valeur à l'équilibre, et que le profil de dopage est constant dans la zone du semiconducteur comprise entre la largeur de la Z.C.E. à l'instant t_1 et sa largeur à t_2), que la densité d'états D_{it} , à une distance $E_c - E$ de la bande de conduction, est donnée par la formule approchée:

$$D_{it}(E_c - E) = -\frac{\epsilon_s N_D C_i \Delta C}{C(t_1)^3 kT \ln\left(\frac{t_1}{t_2}\right)} \quad (2.12)$$

où N_D est la densité de dopage, ϵ_s la constante diélectrique du matériau semiconducteur, C_i la capacité de l'isolant. La valeur de $E_c - E$ correspondante à chaque D_{it} peut être déterminée à partir de l'équation (2.11), si on connaît σ_n .

La méthode DLTS est l'une des méthodes de caractérisation les plus précises et les plus utilisées [Klopfenstein-87] [Astito-91] [Landheer-93]. En effet, si on travaille en forte déplétion, les transitoires de capacités dus à l'émission des états d'interface ne sont pratiquement pas affectés par la fluctuation du potentiel de surface, ni par l'impédance des états d'interface [Rosencher-82] [Yamasaki-79]. De plus, dans ce régime, la méthode DLTS est insensible aux variations du profil de dopage près de l'interface [Yamasaki-79].

CHAPITRE III

**AMELIORATION DE LA METHODE CAPACITIVE POUR
L'ETUDE DES ETATS D'INTERFACE**

1. INTRODUCTION	36
2. PROCEDURE EXPERIMENTALE.....	36
3. MODELISATION THEORIQUE ET RESULTATS	41
3.1. POTENTIEL DE SURFACE	41
3.2. DENSITE DES ETATS D'INTERFACE	44
4. COMPARAISON AVEC LES METHODES CAPACITIVES USUELLES.....	46
4.1. COMPARAISON AVEC LA METHODE DE TERMAN.....	46
4.2. COMPARAISON AVEC LA METHODE DLTS	51
5. ERREURS ET LIMITATIONS	52
5.1. ERREUR DUE A L'EMISSION DES ETATS D'INTERFACE A 80 K.....	52
5.2. FLUCTUATION DU POTENTIEL DE SURFACE	56
5.3. IMPEDANCE DES ETATS D'INTERFACE	57
6. CONCLUSION	58

AMELIORATION DE LA METHODE CAPACITIVE POUR LA DETERMINATION DES PROPRIETES DES ETATS D'INTERFACE

1. INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent nous avons vu que la spécificité des structures (Au/BN/InP) rend difficile la transposition des techniques de caractérisation $C-V_g$ et $G-V_g$ utilisées couramment pour les structures MOS ($\text{SiO}_2\text{-Si}$). Ces difficultés proviennent essentiellement de la redistribution des atomes de dopage, des courants de fuite et des charges mobiles, qui caractérisent un certain nombre de nos structures.

On se propose dans ce chapitre de mettre en oeuvre une nouvelle méthode de caractérisation électrique mieux adaptée à nos échantillons, que nous désignerons "méthode BTS modifiée" (BTS: "Bias Thermal Stress"). Notre procédure se base sur une modélisation théorique des mesures $C-V_g$ relevées sur la structure MIS après des contraintes de tension et de température. Ces mesures nous permettront de déterminer le potentiel de surface en fonction de la tension appliquée et par conséquent la distribution des états d'interface.

Notre méthode [Koukab-97-b], a l'avantage par rapport aux méthodes capacitives usuelles d'être insensible au mouvement des charges dans l'isolant. De plus, elle ne nécessite pas la connaissance du profil de dopage et elle est applicable même lorsque l'isolant est de faible résistivité.

Enfin, pour mieux apprécier les avantages et les limitations de la méthode nous présentons une étude comparative entre les résultats qu'elle fournit sur nos structures, et ceux obtenus par les méthodes usuelles.

2. PROCEDURE EXPERIMENTALE

L'étude faite sur l'effet d'hystérésis dans le paragraphe (4.1) du chapitre (2) a révélé l'existence de deux mécanismes antagonistes répondant à la variation de la tension grille dans nos structures. Il s'agit du mouvement des charges dans le BN et du piégeage des porteurs à l'interface. Ces deux mécanismes réagissent différemment selon la vitesse de

balayage. Ils entraînent un changement de pente et du sens de parcours de l'hystérésis des caractéristiques $C-V_g$ (dans le sens trigonométrique quand les charges mobiles en sont responsable et dans le sens inverse quand c'est le piégeage).

A partir de ces constatations préliminaires, il est clair qu'il faut éliminer l'effet des charges mobiles avant d'entamer la détermination des propriétés des états d'interface. Ceci peut être atteint par une procédure expérimentale basée sur des mesures BTS modifiées [Klopfenstein-88]. Nous représentons ci-dessous le scénario de la procédure et les résultats donnés sur l'échantillon MO.4.

i- La structure MIS est portée à une température de 300 K afin de permettre la migration des espèces ioniques. Nous appliquons alors une tension de polarisation $V_g^- = -5V$ sur la grille pendant 15 mn. Ceci, afin d'établir un champ électrique E_i suffisamment intense dans l'isolant pour que les charges mobiles supposées négatives pour la commodité du raisonnement, soient drainées vers l'interface BN/InP (Une méthode pour déterminer leur vrai signe, est exposée dans le chapitre 5). En parallèle, à l'interface on a un vidage des pièges dont la constante de temps est inférieure à 15 mn, ce qui correspond énergétiquement d'après l'équation (2.11) du chapitre (2), à une profondeur E_c-E inférieure à 0.7 eV.

ii- En maintenant la contrainte en tension V_g^- , la structure est refroidie à une température de 80 K (le temps de refroidissement dure en général entre 20 et 25 mn). On immobilise ainsi les charges négatives dans leur situation, c'est-à-dire à l'interface BN/InP (figure 3.1).

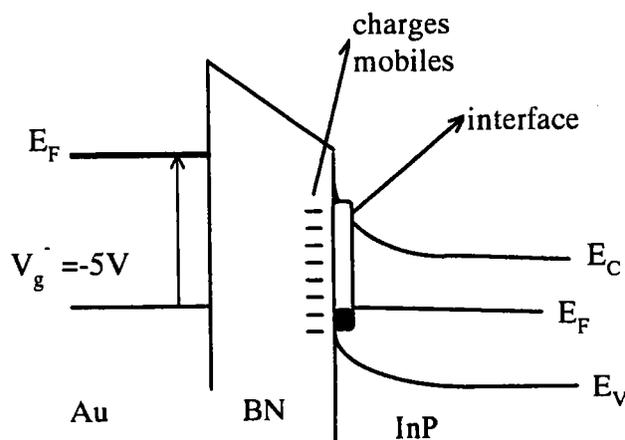


Figure 3.1: Diagramme énergétique représentant l'état initial de la structure.

iii- Ensuite, on enregistre la caractéristique $C-V_g$ en haute fréquence (1 MHz) à 80 K. Le balayage en polarisation utilisé est un balayage modéré de 0,05 V/s. Le choix d'une vitesse de balayage faible est fait pour que la structure soit le plus proche possible de l'équilibre et que les pièges de l'interface aient le temps de se remplir. Le piégeage à l'interface va entraîner un étirement de la courbe $C-V_g$ selon l'axe des tensions. Les charges restent toujours gelées dans leur situation initiale. Le résultat est visualisé par la courbe (1) de la Figure (3.2).

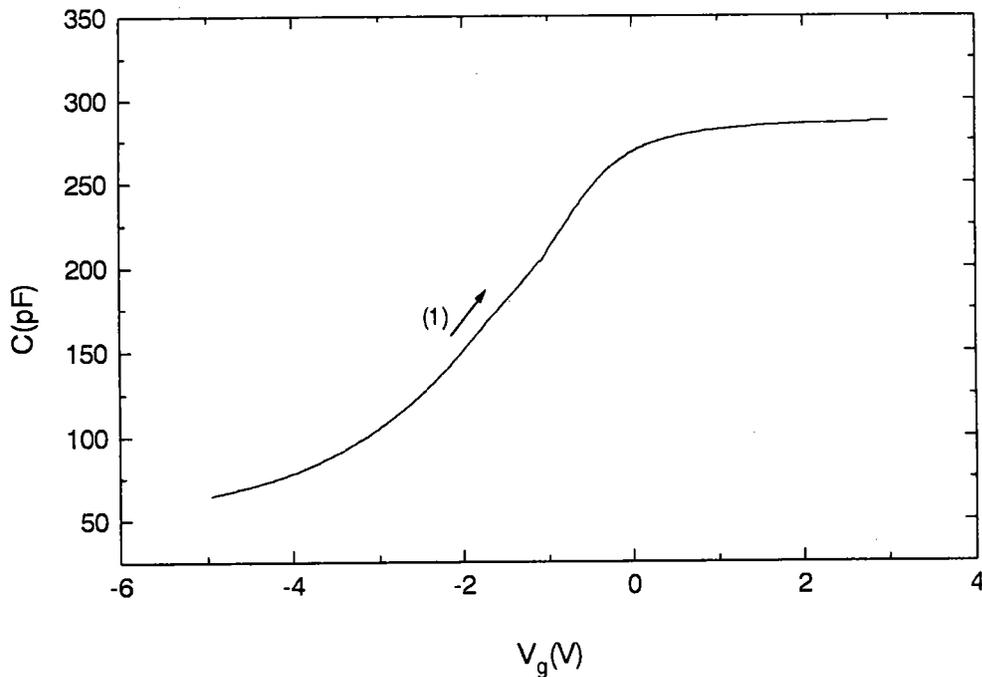


Figure 3.2: Evolution de la capacité en fonction de la tension à 80 K de la structure MO.4, initialement polarisée à -5 V à température ambiante pendant 15 mn, Vitesse de balayage: 0,05V/s.

L'évolution de cette courbe est régie par l'équation suivante [Nicollian-82]:

$$C_i (V_{g1} - \psi_s) = - Q_{it}(\psi_s) - Q_{sc}(\psi_s) + Cst_1 \quad (3.1)$$

Où C_i est la capacité de l'isolant, V_{g1} la tension de grille, ψ_s le potentiel de surface, Q_{it} la charge des états d'interface par unité de surface, Q_{sc} la charge du semiconducteur par unité de surface et Cst_1 une constante qui tient compte des charges immobiles dans l'isolant et de la différence des travaux de sortie entre le métal et le semiconducteur.

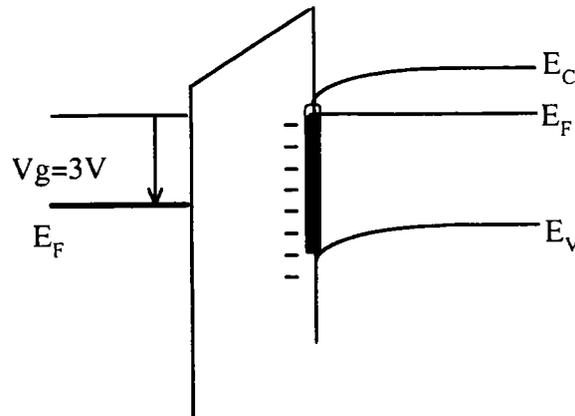


Figure 3.3: Diagramme énergétique représentant l'état de la structure à la fin de l'enregistrement de la courbe (1) de la figure 3.2)

iv- A la fin, on réalise le retour de la caractéristique $C-V_g$ par le balayage inverse de la tension de $V_g = 3V$ jusqu'à la tension $V_g = -5V$. La vitesse de balayage utilisée cette fois est très rapide (1V/s). La courbe $C-V_g$ est enregistrée pratiquement sans phénomène d'émission à cause de la basse température (sauf peut-être pour les pièges dont l'énergie $E_C - E$ est inférieure à 0.2 eV). Le résultat est présenté par la courbe (2) de la figure (3.4). Dans ces conditions, la tension V_{g2} aux bornes de la structure s'écrit sous la forme suivante:

$$C_i (V_{g2} - \psi_s) = - Q_{it}(\text{tot}) - Q_{sc}(\psi_s) + Cst_1 \quad (3.2)$$

où $Q_{it}(\text{tot})$ est la charge totale des états d'interface gelés en situation d'états pleins, du fait de la basse température.

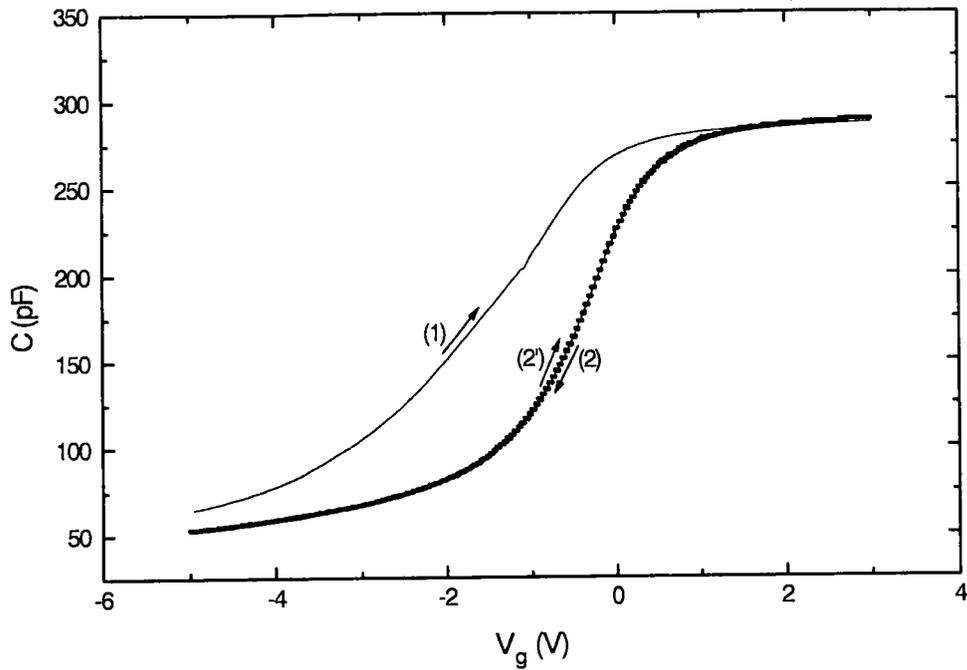


Figure 3.4: La courbe (2) représente le tracé retour de la caractéristique $C-V_g$ à 80 K (de 3 V à -5 V; vitesse de balayage: 1V/s), les états d'interface restant pleins. La courbe (2') est obtenue en refaisant une variation de tension de -5 V à 3 V.

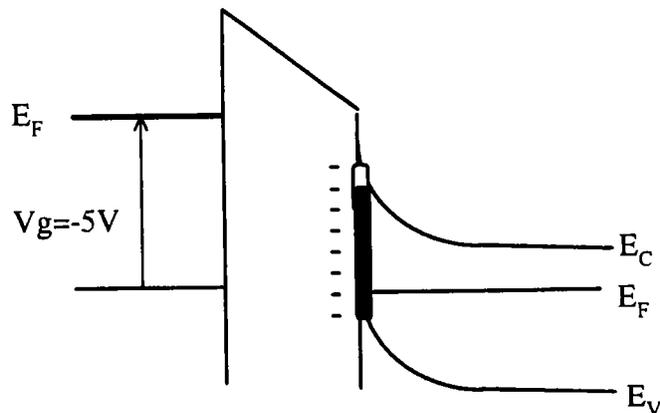


Figure 3.5: Diagramme énergétique de la structure à la fin de l'enregistrement de la courbe (2) de la figure (3.4).

v- Pour tester l'absence d'émission des pièges durant l'enregistrement de la courbe (2), on a mesuré la caractéristique $C-V_g$ en augmentant à nouveau la tension grille depuis $V_g = -5$ V jusqu'à $V_g = 3$ V. La courbe obtenue (courbe (2')), figure 3.4) est identique à la courbe (2) sans aucun phénomène d'hystérésis, ce qui prouve que les états d'interface sont pratiquement restés pleins. Ceci est corroboré par le fait qu'avec des vitesses de balayage plus lentes (par exemple 20 mV/s), on obtient des caractéristiques $C-V_g$ identiques aux courbes (2) et (2').

3. MODELISATION THEORIQUE ET RESULTATS

3.1. POTENTIEL DE SURFACE

Dans ce paragraphe, nous allons montrer comment par une étude comparative de la courbe(1) et de la courbe(2), on peut arriver à déterminer la caractéristique $\bar{V}_{g1}(\psi_s)$ de notre structure.

Comme pour la méthode quasi-statique [Castagné-71] et la méthode Q-V [Nicollian-82], la méthode que nous proposons ne nécessite ni la connaissance du profil de dopage, ni celle de la densité des états d'interface.

L'essentiel de la méthode repose sur la constatation suivante: Les états d'interface ne se déchargent pratiquement pas durant le balayage en tension pendant l'enregistrement de la courbe (2), et ne provoquent donc aucune déformation de la courbe $C-V_{g2}$. De plus les charges sont immobilisées à cette basse température. La courbe (2) serait donc une courbe idéale déplacée horizontalement, pour laquelle on aurait tenu compte du vrai profil de dopage. Son déplacement est dû aux charges immobiles dans l'isolant et à la différence des travaux de sortie entre le métal et le semiconducteur.

La capacité haute fréquence est donnée par :

$$C_{HF} = \frac{C_{sc} C_i}{C_{sc} + C_i} \quad (3.3)$$

où C_{sc} est la capacité du semiconducteur.

L'équation (3.3) ne contient explicitement que la capacité du semiconducteur sans aucune contribution provenant des états d'interface. On peut donc dire que pour la même valeur de ψ_s , et donc de C_{sc} , la capacité relevée sur la courbe (1) sera identique à celle relevée sur la courbe (2).

Le problème qu'il faut résoudre maintenant est la détermination de la courbe $C_{HF}=f(\psi_s)$ à partir de la courbe (2). L'utilisation d'une procédure similaire à celle de Terman s'avère impossible puisqu'on ne dispose pas de formule théorique régissant la capacité en fonction de ψ_s de notre courbe de référence (courbe 2).

Pour surmonter cette difficulté nous avons mis au point la procédure suivante:

Considérons d'abord un changement infinitésimal de la tension grille dV_{g2} . L'équation (3.2) prévoit un changement équivalent du potentiel de surface $d\psi_s$, donné par:

$$C_i dV_{g2} = (C_i + C_{sc}(\psi_s)) d\psi_s \quad (3.4)$$

où ici
$$C_{it}(\psi_s) = \frac{-dQ_{it}(tot)}{d\psi_s} = 0 \quad (3.5)$$

et
$$C_{sc}(\psi_s) = \frac{-dQ_{sc}}{d\psi_s} \quad (3.6)$$

sont respectivement la capacité des états d'interface et celle du semiconducteur par unité de surface.

A partir de (3.4) on obtient:

$$\frac{d\psi_s}{dC_{sc}} = \left(1 + \frac{C_{sc}^{**}}{C_i}\right)^{-1} \frac{dV_{g2}}{dC_{sc}} \quad (3.7)$$

Une intégration directe de (3.7) donne:

$$\psi_s = \psi_{so} + \int_{C_{so}}^{C_{sc}} \left(1 + \frac{C_{sc}}{C_i}\right)^{-1} \frac{dV_{g2}}{dC_{sc}} dC_{sc} \quad (3.8)$$

où C_{so} est la capacité initiale du semiconducteur correspondant à ψ_{so} .

La résolution numérique de l'équation (3.7) ou (3.8) (Méthode Runge-Kutta) permettra d'obtenir la courbe C_{sc} en fonction de ψ_s . Connaissant ψ_s correspondant à une capacité C_{HF} sur la courbe (2) et relevant V_{g1} correspondant à la même capacité sur la courbe (1), on arrivera à construire une courbe $\psi_s = f(V_{g1})$ pour notre échantillon. C'est cette courbe $\psi_s = f(V_{g1})$ qui contient toutes les informations sur la densité des états d'interface.

L'utilisation de l'équation (3.8) pour obtenir la courbe $\psi_s = f(V_{g1})$ nécessite la connaissance de la valeur initiale ψ_{so} . La procédure utilisée à cette fin est la même que celle utilisée pour trouver la constante d'intégration dans la méthode quasi-statique [Nicollian-82], c'est à dire par comparaison entre la courbe $\psi_s = f(V_{g1})$ obtenue par l'équation (3.8), avec une constante ψ_{so} arbitraire, et la courbe $\psi_{sTer} = f(V_{g1})$. Cette dernière (courbe 2, figure 3.6) est obtenue par comparaison entre la caractéristique C- V_g mesurée et la courbe C- V_g théorique de la structure idéale (Méthode de Terman). La courbe $\psi_{sTer} = f(V_{g1})$ étant précise en déplétion et faible inversion [Nicollian-82] on déplacera la courbe $\psi_s = f(V_{g1})$, obtenue par l'équation (3.8) verticalement de façon à ce qu'il y ait un ajustement avec la courbe $\psi_{sTer} = f(V_{g1})$ en déplétion et faible inversion. Le résultat est représenté par la courbe (1) de la figure (3.6).

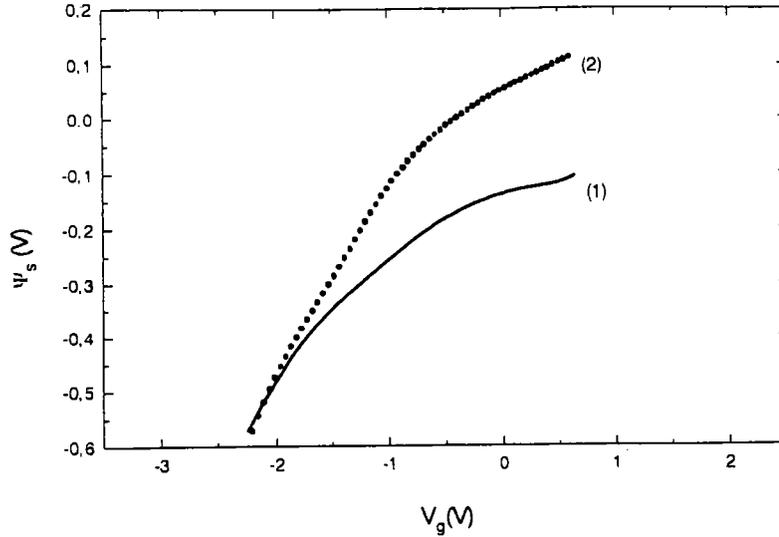


Figure 3.6: Evolution du potentiel de surface ψ_s en fonction de la tension V_{g1} déterminée par l'équation (3.8) après déplacement vertical, pour minimiser l'erreur sur ψ_{so} (courbe 1), et celle déterminée par la méthode de Terman (courbe 2).

3.2. DENSITE DES ETATS D'INTERFACE

La courbe $V_{g1} = f(\psi_s)$ est maintenant utilisée pour déterminer la densité des états d'interface selon une procédure similaire à celle employée dans la méthode de Terman.

Pour un changement infinitésimal du potentiel de la grille dV_{g1} , l'équation (3.1) prévoit un changement du potentiel de surface $d\psi_s$ donné par:

$$C_i dV_{g1} = (C_i + C_{it}(\psi_s) + C_{sc}(\psi_s)) d\psi_s \quad (3.9)$$

où
$$C_{it}(\psi_s) = \frac{-dQ_{it}}{d\psi_s} = qD_{it} \quad (3.10)$$

et
$$C_{sc}(\psi_s) = \frac{-dQ_s}{d\psi_s} \quad (3.11)$$

sont respectivement la capacité des états d'interface et du semiconducteur. L'équation (3.9), montre qu'une variation du potentiel de la grille dV_{g1} engendre une variation du potentiel de surface plus faible que celle obtenue lorsque $C_{ii} = 0$. Ceci explique la différence de pente entre les courbes $C-V_{g1}$ et $C-V_{g2}$ (courbes (1) et (2), figure 3.4). En remplaçant dans l'équation (3.9) C_{ii} par $q D_{ii}$, on trouve:

$$D_{ii} = \frac{C_i}{q} \left(\left(\frac{d\psi_s}{dV_{g1}} \right)^{-1} - 1 \right) - \frac{C_{sc}(\psi_s)}{q} \quad (3.12)$$

Les valeurs de D_{ii} calculées à partir de l'équation (3.12) sont représentées en fonction de l'énergie sur la figure (3.7). La densité d'états d'interface varie entre une valeur maximum de $8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ et minimum de $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ dans le domaine d'énergie exploré.

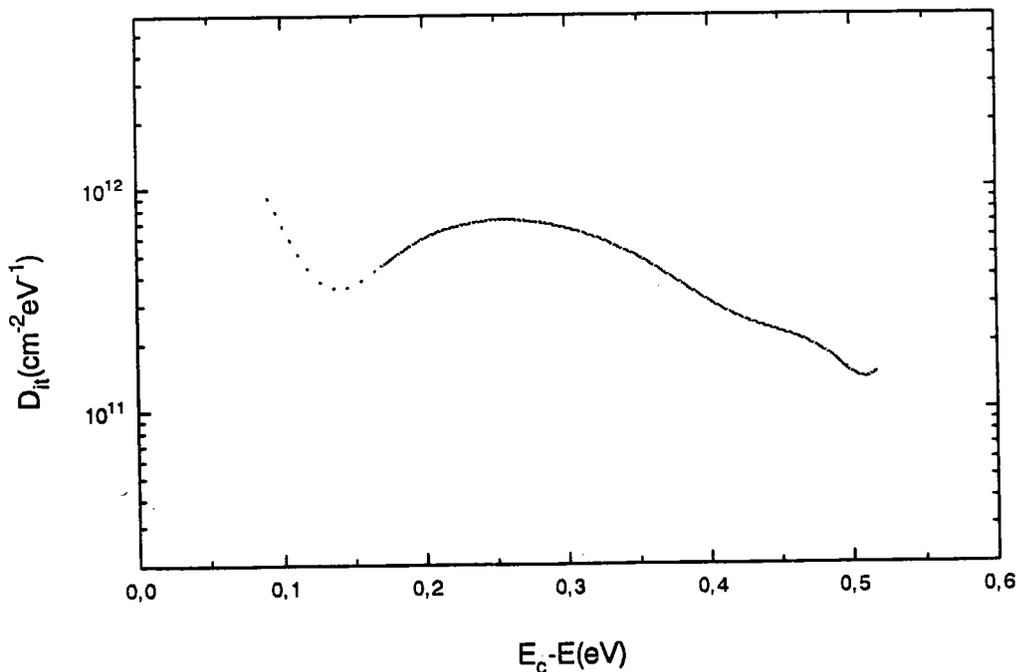


Figure 3.7: Distribution de la densité d'états d'interface déduite des courbes (1) et (2) de la figure (3.4), à l'aide des équations (3.8) et (3.12).

4. COMPARAISON AVEC LES METHODES CAPACITIVES USUELLES

4.1. COMPARAISON AVEC LA METHODE DE TERMAN

Pour déterminer la densité des états d'interface par la méthode de Terman on utilise une expression théorique de C_{sc} en fonction de ψ_s (paragraphe 4.1 du chapitre 2). L'obtention de la relation $C_{sc}(\psi_s)$ repose sur l'hypothèse d'un dopage uniforme le long du semiconducteur. Cette hypothèse n'est pas toujours vérifiée à cause du changement du profil de dopage pendant les étapes de fabrication de la structure.

Dans ce paragraphe nous étudions l'erreur introduite sur la densité d'états d'interface quand la redistribution des impuretés donneurs est ignorée. Pour cela, nous procédons à une étude comparative entre D_{it} calculée par la méthode de Terman et celle calculée par notre méthode, sur un échantillon dont le profil n'est pas uniforme. Considérons par exemple la structure RF.10 dont le profil de dopage est représenté sur la figure (2.6) du chapitre 2. Les résultats des mesures de la méthode BTS modifiée, réalisée sur cette structure sont illustrés par la figure (3.8). Nous avons représenté sur la même figure en traits discontinus la courbe théorique C-Vg (courbe(3)) calculée à 80 K en supposant un dopage uniforme de $1,2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Cette valeur représente la concentration maximale des atomes de dopage déterminée en déplétion profonde (figure 2.6).

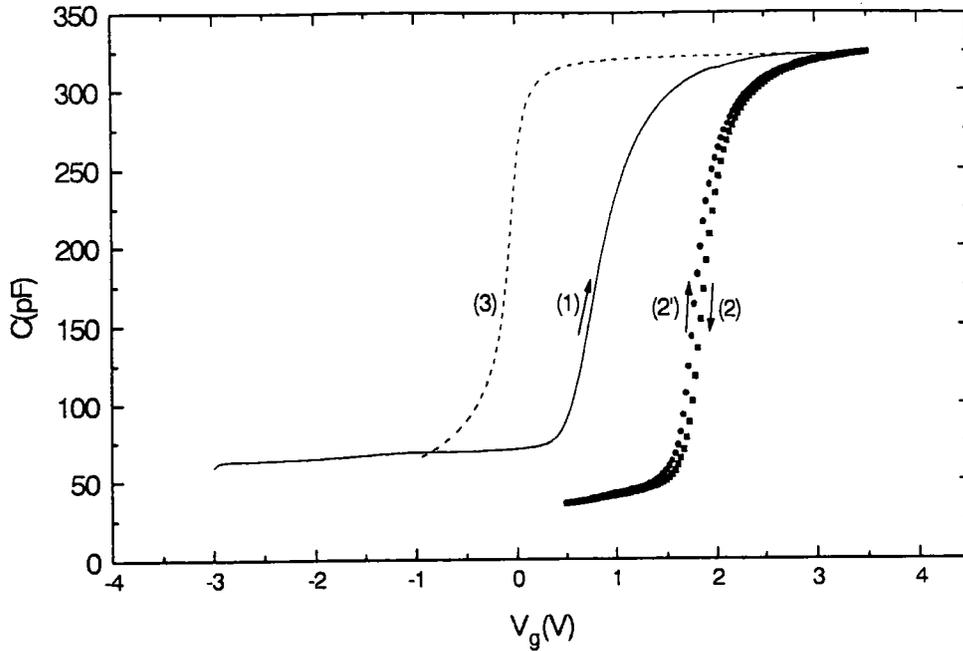


Figure 3.8: Courbe (1): aller du cycle $C-V_g$ enregistré à 80 K sur la structure RF.10 initialement soumise à une contrainte $V_g = -3,5$ V et $T = 300$ K pendant 15mn. Courbe (2): retour du cycle toujours enregistré à 80 K. Courbe (2'): caractéristique $C-V_g$ qui correspond à un deuxième aller. Courbe(3): caractéristique $C-V_g$ idéale.

La figure (3.9) représente la courbe $C-V_g$ théorique décalée de $\Delta V_g = 1.8$ V et la courbe (2). Ce décalage permet de réduire l'effet des charges dans l'isolant et à l'interface ainsi que la différence des travaux de sortie entre l'isolant et le semiconducteur afin de mieux montrer l'influence de la redistribution des impuretés dopantes sur la caractéristique $C-V_g$.

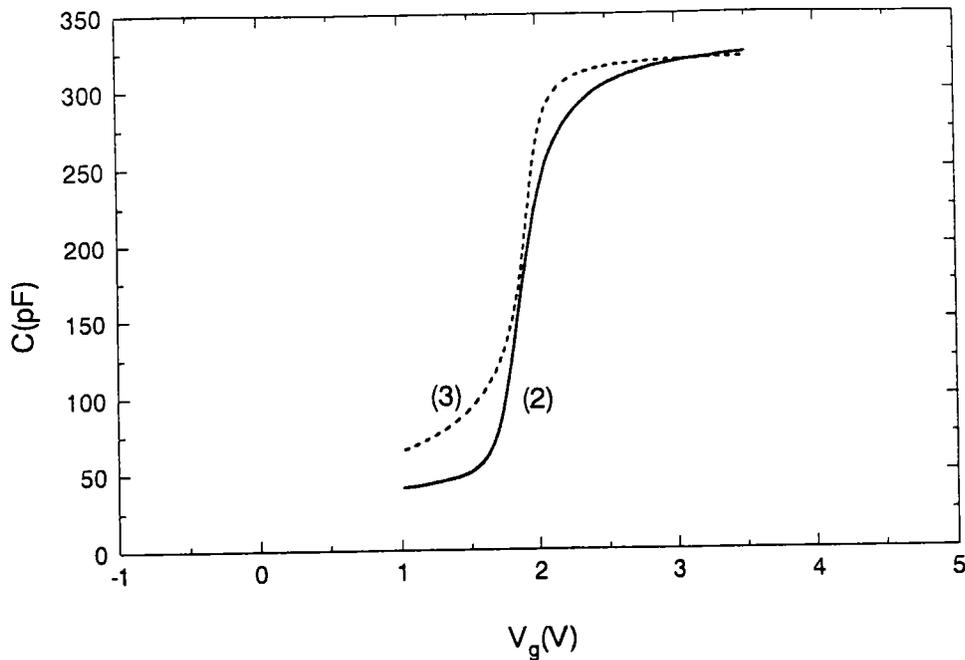


Figure 3.9: Courbe $C-V_g$ idéale décalée horizontalement d'une valeur $\Delta V_g=1.8V$ (courbe (3)) et la caractéristique $C-V_g$ mesuré à 80K de la structure RF.10 (courbe (2) de la figure (3.8)).

La différence de pente entre la courbe $C-V_g$ idéale et la courbe (2) peut provenir du phénomène d'émission des électrons. Toutefois, les états d'interface capables d'émettre à 80 K sont ceux localisés immédiatement en-dessous de E_c et leur influence sur la pente de la courbe (2) est faible (voir paragraphe 5.1). La différence est donc surtout due à l'influence de la variation du profil de dopage sur la pente de la courbe (2). En déplétion par exemple, la capacité mesurée (courbe (2)), qui tient compte de la redistribution des impuretés dopantes, reste inférieure à la capacité idéale pour n'importe quelle tension V_g . Cela indique un dopage plus faible près de l'interface que celui considéré dans le calcul de $C-V_g$ théorique. En effet, si la densité d'atomes donneurs près de l'interface est plus faible que celle adoptée pour la détermination de la courbe $C-V_g$ idéale, la largeur de la Z.C.E pour une tension donnée sera plus grande. Par conséquent, la capacité du semi-conducteur et la capacité totale seront plus petites. Ceci est en accord avec les résultats de la figure (2.6) du Chapitre 2, qui représente bien une diminution de la densité de dopage à l'interface par rapport à la valeur $N_D=1,2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ considérée dans le calcul de la courbe $C-V_g$ idéale.

Dans la figure (3.9), la courbe $C-V_g$ idéale qui suppose un dopage uniforme a une pente moins forte que celle de la courbe (2) en régime de déplétion. Toutefois, cette pente devient plus forte que celle de la courbe (2) en régime d'accumulation. L'extraction de D_{it} à partir de la courbe (1) (figure 3.8) en utilisant $C-V_g$ théorique (courbe (3)) comme courbe de référence, donnerait donc une surestimation de D_{it} près de la bande de conduction et une sous-estimation de D_{it} au fur et à mesure qu'on approche du milieu de la bande interdite. Ces prévisions sont confirmées par la comparaison entre les résultats de l'analyse par la méthode de Terman de la courbe (1) représentés sur la figure (3.10) et les résultats de notre méthode (figure 3.11) relatifs à la même structure RF.10.

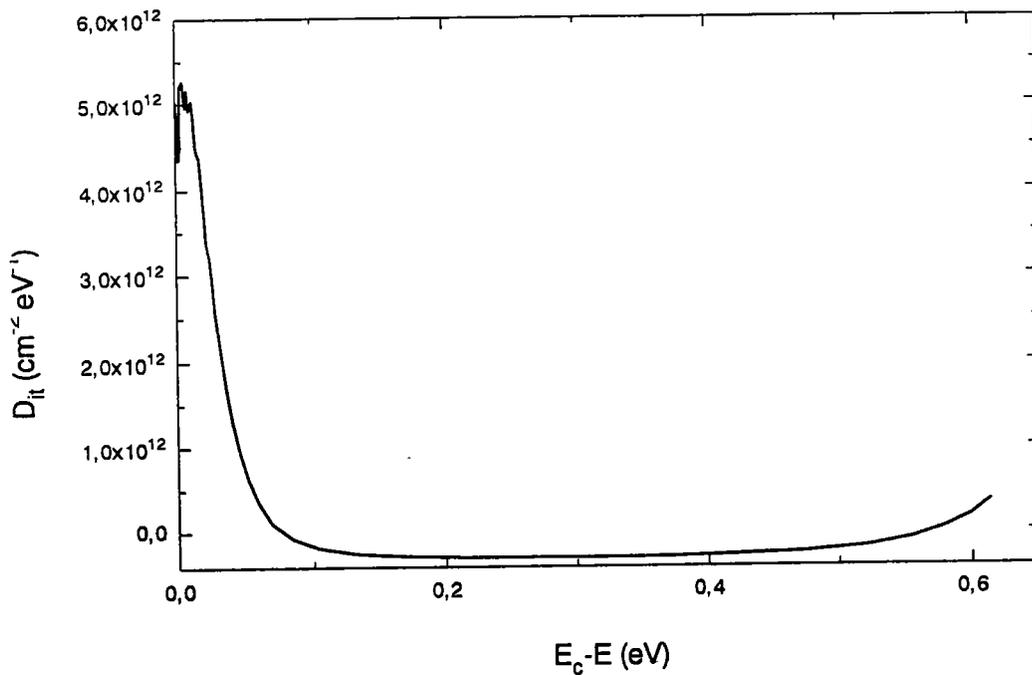


Figure 3.10: Distribution de la densité d'états d'interface obtenue par l'analyse de Terman de la courbe (1) de la figure (3.8) (échantillon R.F.10).

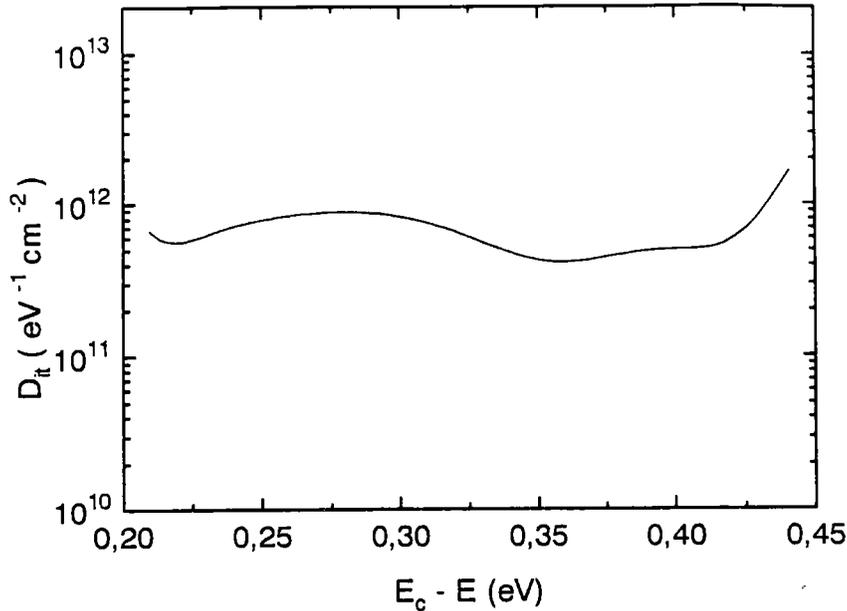


Figure 3.11: Distribution de la densité d'états d'interface obtenue par notre méthode à partir des courbes (1) et (2) de la figure (3.8) (échantillon RF.10).

Nous pouvons noter que l'utilisation de la méthode de Terman à 300 K donne pour la structure RF.10 des résultats érronés, comparables à ceux de la figure (3.10). L'erreur qui affecte D_{it} quand on néglige la redistribution des atomes de dopage, peut donc être très importante. On remarque qu'elle n'affecte pas seulement la valeur de D_{it} mais aussi l'allure de la courbe $D_{it} = f(E_c - E)$.

La même étude comparative a été faite sur l'échantillon MO.4 pour lequel le profil de dopage est nettement plus uniforme (figure 4.5, chapitre 4). Le résultat est illustré par la figure (3.12). L'accord, cette fois entre les résultats de la méthode de Terman (courbe 1) et ceux de notre méthode (courbe 2), est meilleur.

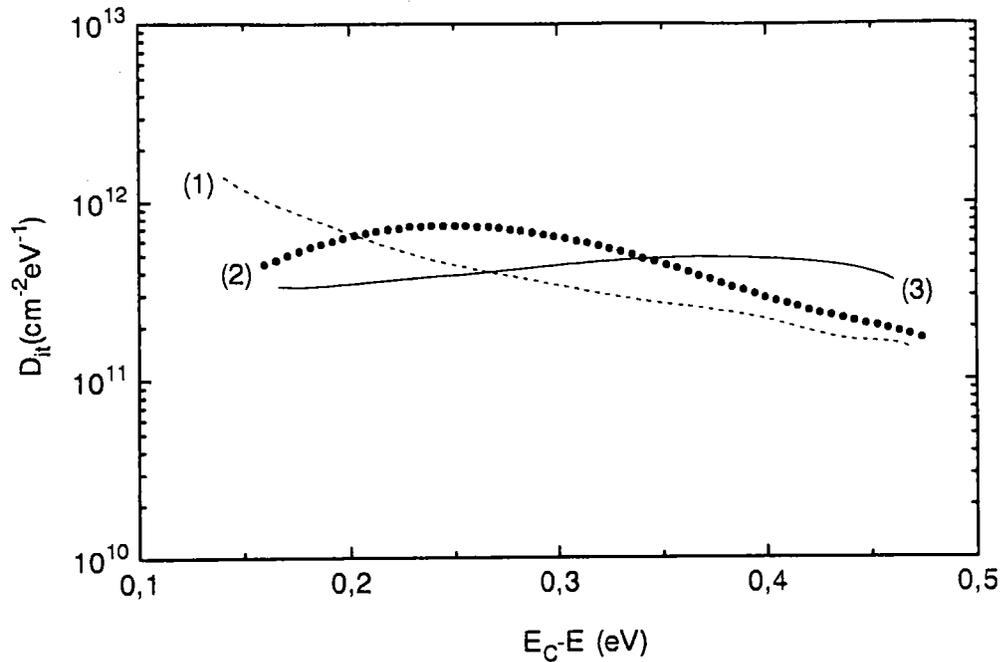


Figure 3.12 Distribution de la densité d'états d'interface de la structure MO.4 obtenue par:
 - la méthode de Terman à 80 K (courbe (1)),
 - la méthode proposée dans ce travail (courbe (2)),
 - l'analyse DLTS (courbe (3)).

4.2. COMPARAISON AVEC LA METHODE DLTS

La méthode DLTS ("deep level transient spectroscopy" ou spectroscopie en régime transitoire de niveaux profonds) est la méthode la plus pratique, la plus précise et la plus utilisée pour mesurer la densité d'états d'interface dans les structures MIS. En effet, si on travaille en déplétion profonde les transitoires de capacités dus à l'émission des états d'interface ne sont pratiquement pas affectés par la fluctuation du potentiel de surface ni par l'impédance des états d'interface [Rosencher-82][Yamasaki-79]. En outre, dans ce régime la méthode DLTS est insensible aux variations du profil de dopage près de l'interface [Yamasaki-79]. Nous allons donc nous servir des résultats de la méthode DLTS pour les comparer à ceux obtenus par notre méthode.

Dans ce paragraphe, nous ne reportons que les résultats finaux de la DLTS, à savoir la distribution des densités d'états d'interface, pour les structures MO.4 et RF.10. Une présentation plus complète des conditions expérimentales de mesure, et des spectres obtenus sera effectuée au chapitre (5).

A titre comparatif, la distribution de la densité d'états d'interface donnée par la méthode DLTS et celle donnée par notre méthode ont été regroupées sur la figure (3.12) pour l'échantillon MO.4 et sur la figure (3.13) pour l'échantillon RF.10.

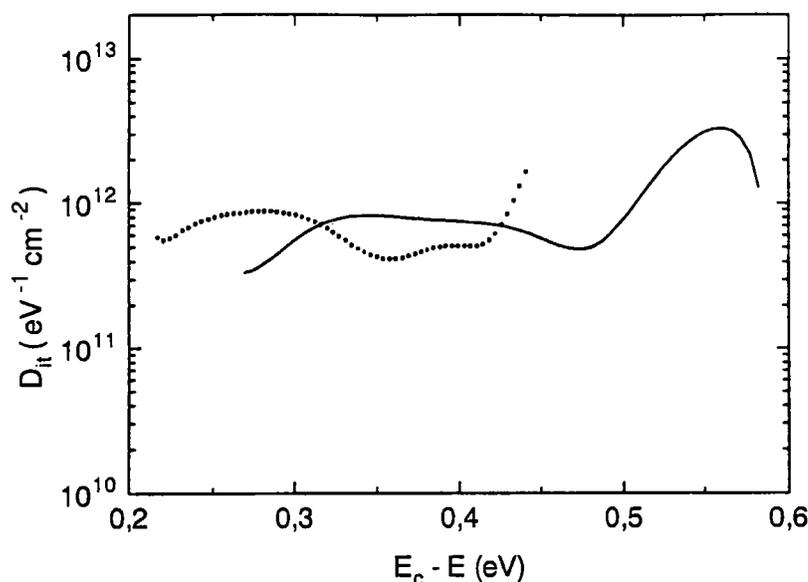


Figure 3.13: *Distribution de la densité d'états d'interface de la structure RF.10 obtenue par: - la méthode proposée dans ce travail (••••),
- l'analyse DLTS (—).*

L'accord obtenu entre les résultats de la figure (3.12) comme ceux de la figure (3.13) est très satisfaisant surtout si on considère pour la DLTS les incertitudes sur l'échelle des énergies dues à une éventuelle variation de σ_n [Henry-77] en fonction de l'énergie ou de la température, et l'imprécision de la courbe $\psi_s = f(Vg)$ provenant de la constante additive ψ_{s0} [Moragues-94] apparaissant dans notre méthode.

5. ERREURS ET LIMITATIONS

5.1. ERREUR DUE A L'EMISSION DES ETATS D'INTERFACE A 80 K

Rappelons que l'hypothèse sur laquelle on s'est basé pour établir notre méthode est que l'émission des états d'interface ne provoque pratiquement pas de déformation de la

Rappelons que l'hypothèse sur laquelle on s'est basé pour établir notre méthode est que l'émission des états d'interface ne provoque pratiquement pas de déformation de la caractéristique $C-V_g$ représentée par la courbe (2) sur la figure (3.4). Cela a été montré expérimentalement par le balayage en tension à différentes vitesses (étape v du paragraphe 2).

Nous allons essayer maintenant d'estimer quantitativement l'influence de l'émission des états d'interface sur la courbe (2). Les diverses étapes de mesure de la méthode BTS modifiée sont représentées sur la figure (3.14).

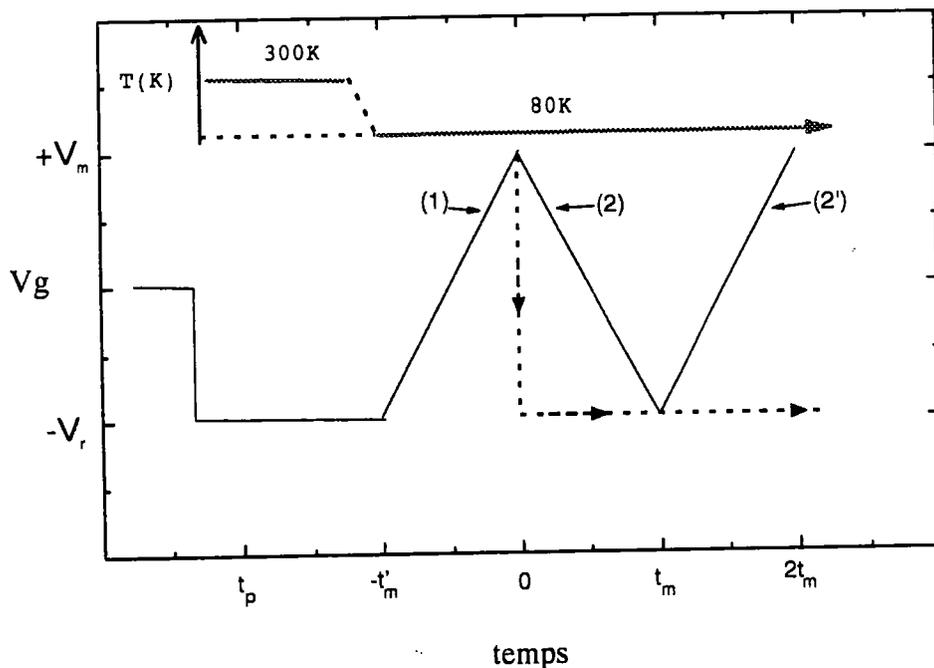


Figure 3.14 Schéma du signal appliqué à la grille pendant les mesures de la BTS modifiée ainsi que les températures de chaque étape. (1), (2) et (2') correspondent aux étapes durant lesquelles sont enregistrées respectivement les courbes (1), (2) et (2') de la figure (3.4).

On suppose dans la suite que l'état d'occupation des pièges à l'interface à la fin de l'enregistrement de la courbe (2) est le même que celui qu'on aurait eu au bout d'un temps t_m après une chute brutale de tension de $+V_m=3V$ à $-V_r=-5V$ à $t=0$ (signal représenté en traits discontinus sur la figure (3.14)). En effet, cette assimilation nous permet d'obtenir une majoration de la densité des états d'interfaces qui auront été vidés pendant l'enregistrement de la courbe (2).

On admet qu'à la fin de l'enregistrement de la courbe (1) ($t=0$), les états d'interface sont complètement remplis. On suppose en plus que la section efficace de capture de ces états ne change pas avec l'énergie et qu'elle reste constante. Pour le calcul, nous avons adopté une valeur " usuelle" $\sigma_n = 1 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}$.

Simmons et Wei [Simmons-73] ont montré que l'émission commence par les états les plus proches de la bande de conduction. Avec le temps, elle se déplace de plus en plus profondément dans la bande interdite. La fraction des états d'interface encore occupée au temps t_m est donnée par:

$$f(E_c - E, t_m) = \exp(-e_n t_m) \tag{3.13}$$

Avec:

$$e_n = 2.54 \times 10^{20} \sigma_n T^2 \exp\left(-\frac{E_c - E}{kT}\right) \tag{3.14}$$

Dans notre cas, en considérant $\sigma_n = 1 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-2}$, $T=80 \text{ K}$ et en prenant $t_m \approx 160 \text{ s}$, ce qui correspond à une vitesse de balayage assez lente de 50 mV/s , la fonction $f(E_c - E, 160 \text{ s})$ prend la forme représentée en trait continu sur la figure (3.15).

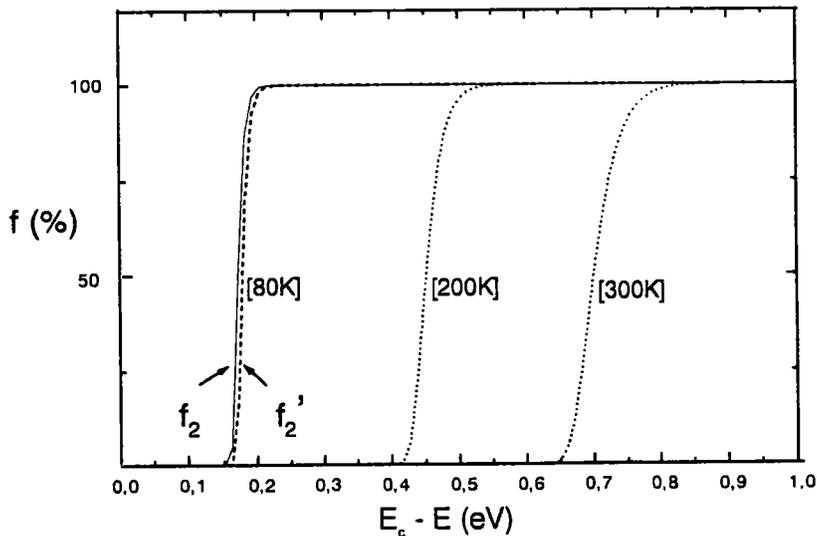


Figure 3.15 Vidage des états d'interface en fonction du temps: la courbe f_2 correspond au temps t_m du signal de la figure (3.14) et la courbe f_2' à $2t_m$. Les pourcentages d'occupation à deux températures plus élevées (200 et 300K), obtenus de la même manière que la courbe f_2 , sont représentés en pointillés.

Le résultat illustré par cette figure montre qu'au maximum les états qui auront émis pendant l'enregistrement de la caractéristique $C-V_g$ (courbe (2), figure (3.4)) sont ceux dont le niveau d'énergie est compris entre E_c et $E_c-0.17$ eV. L'émission de ces états peut se faire en retard par rapport au balayage du niveau de Fermi et donc se faire le long de la période d'enregistrement de la courbe (2). Malgré cela, vu la petitesse de l'intervalle en énergie des états d'interface concernés, on peut penser que leur influence sur la pente de la courbe (2) de la figure (3.4) et donc l'erreur sur la valeur trouvée pour D_{it} est faible. Par comparaison, nous avons représenté sur la même figure les fonctions d'occupation de la même mesure, si elle avait été faite à 200 K ou à 300 K. On remarque qu'à 300 K, tous les états de la partie supérieure auront émis leurs électrons.

Considérons maintenant la courbe (2') de la figure (3.4). Pendant l'enregistrement de cette caractéristique $C-V_g$, deux phénomènes se passent successivement: l'émission des états d'interface qui continue lorsque le niveau de Fermi en surface passe des états profonds jusqu'au niveau $E_c-0.17$ eV, puis la capture des électrons par les états qui se sont vidés, lorsque E_F balaye leurs niveaux d'énergie dans l'intervalle $[E_c-0.17, E_c]$.

Pour ce qui concerne le processus de capture, vu qu'il ne se produit pratiquement qu'en accumulation, son influence sera négligeable sur la majeure partie de la caractéristique (2').

En ce qui concerne l'émission, son effet est majoré si l'on considère la quantité de pièges qui émettent entre t_m et $2t_m$, en supposant la tension maintenue à $-V_f$. L'état d'occupation à la fin de l'enregistrement de la courbe (2') serait, au temps $t=2t_m$, la courbe f_2' représentée en tirets sur la figure (3.15). Le changement d'occupation maximum des états d'interface qui survient pendant l'enregistrement de la courbe (2'), entre t_m et $2t_m$, est donné par la différence:

$$S(E_c - E, t_m, 2t_m) = \exp(-e_n 2t_m) - \exp(-e_n t_m) \quad (3.15)$$

Cette fonction est représentée sur la figure (3.16).

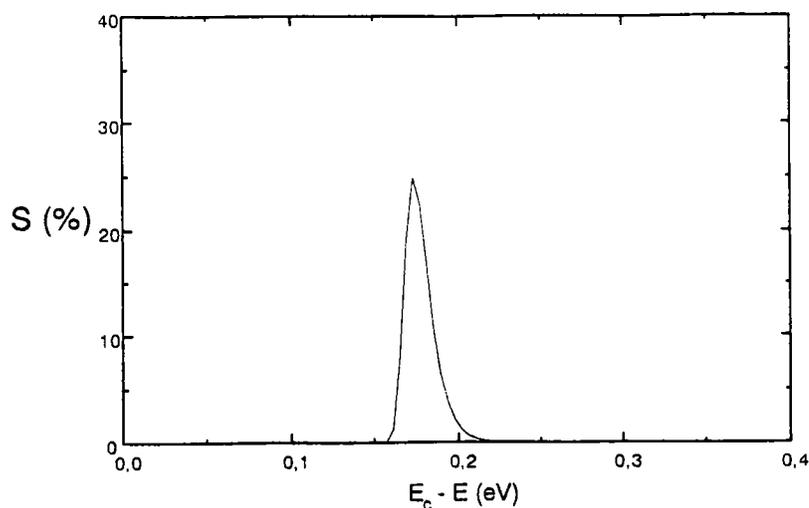


Figure 3.16: Fraction des états d'interface ayant émis leurs électrons, entre le temps t_m et $2t_m$ du signal (---) représenté sur la figure(3.16).

Le résultat illustré par la figure (3.16) nous révèle qu'au maximum seul les états compris entre 0.17 et 0.2 eV en-dessous de E_c continuent à émettre pendant l'enregistrement de la courbe (2'), et qu'ils ne se vident qu'à 20%.

Pour l'échantillon MO.4, les courbes (2) et (2') sont identiques pour des vitesses de balayage en tension utilisées allant de 1V/s à 20 mV/s. Cela prouve que les portions différentes des états d'interface qui émettent pendant la courbe (2) comme ceux qui émettent pendant la courbe (2') n'ont pratiquement pas eu d'influence sur la pente de ces deux courbes.

Par contre, l'erreur peut être significative entre $E_c - 0.17$ et E_c à cause de la capture ou de l'émission des états localisés dans ce domaine.

5.2. FLUCTUATION DU POTENTIEL DE SURFACE

Dans la majorité des méthodes de caractérisation, on considère le modèle simple de l'isolant où les charges fixes sont spatialement distribuées de façon uniforme sur une surface latérale. Elles n'engendreront dans ce cas de figure qu'un déplacement ΔV_g de la caractéristique C- V_g . Dans la réalité, les charges fixes dans l'isolant sont distribuées d'une

manière aléatoire. En outre, des ions mobiles sont souvent introduits involontairement au cours des étapes de fabrication des structures MIS (ce qui est le cas de nos structures). Qualitativement, si la charge dans l'isolant n'est pas distribuée uniformément, elle engendre une fluctuation du potentiel de surface et entraîne une déformation supplémentaire de la caractéristique $C-V_g$ qui s'ajoute à celle causée par les états d'interface. Puisqu'on ne peut pas calculer une caractéristique $C-V_g$ théorique en tenant compte de la déformation due à la distribution non-uniforme des charges de l'isolant, des sérieuses erreurs peuvent être introduites dans les résultats de la méthode de Terman [Nicollian-82]. La distribution non-uniforme des charges entraîne aussi une déformation et un changement du minimum de la capacité quasi-statique. Elle a donc aussi une influence néfaste sur la détermination de la densité des états d'interface par la méthode quasi-statique.

Dans notre méthode, la courbe (2) que l'on prend pour courbe de référence, a subi de la même manière que la courbe (1) les éventuelles déformations dues aux charges immobiles et aux ions gelés dans l'isolant. Cela est dû au fait que les deux courbes sont relevées expérimentalement sur la même structure avec la même contrainte initiale de tension ($V_g = -3V$). De ce fait, nous pensons que notre méthode est moins sensible à la fluctuation du potentiel de surface due à une distribution non-uniforme des charges dans l'isolant.

5.3. IMPEDANCE DES ETATS D'INTERFACE

La méthode proposée suppose que la fréquence de mesure est suffisamment haute pour que les pièges ne suivent pas le signal alternatif. Or, la fréquence de 1MHz généralement utilisée, est dans certains cas insuffisante pour cette condition. Un exemple typique concerne les échantillons RF.10 et RF.13 étudiés à température ambiante (voir chapitre V). Pour ces structures, la dispersion fréquentielle subsiste au-delà de 1 MHz, indiquant l'existence d'états rapides capables de suivre le signal alternatif même en haute fréquence et d'induire donc une capacité C_{it} dans le circuit équivalent de la structure MIS. Cet effet s'accroît au fur et à mesure qu'on s'approche du régime d'accumulation où la densité de porteurs libres augmente, ce qui diminue fortement la constante de temps des états d'interface. Il convient donc de s'assurer avant de procéder à un calcul de D_{it} , que le régime haute fréquence est bien réalisé.

:

6. CONCLUSION

Les courants de fuite, les charges mobiles de l'isolant ainsi que la redistribution des atomes de dopage constituent la principale entrave à l'application des méthodes capacitives usuelles sur un bon nombre de nos structures. Aussi, nous avons mis au point une nouvelle méthode, méthode BTS modifiée, mieux adaptée à nos structures pour déterminer le potentiel de surface $\psi_s(V_g)$ et donc la densité des états d'interface.

Dans la méthode BTS modifiée, on utilise une courbe expérimentale ou les états d'interface sont gelés du fait de la basse température et qui tient compte du vrai profil de dopage, comme courbe de référence. Elle présente donc l'avantage par rapport à la méthode classique de Terman de ne pas nécessiter la connaissance du profil de dopage ni de le supposer constant.

En outre, les charges mobiles dans l'isolant sont immobilisées, en raison de la basse température, avant d'entamer la détermination des états d'interface et aucune mesure en quasistatique n'est utilisée. La méthode est de ce fait applicable même sur des structures dont l'isolant présente des courants de fuite et une concentration élevée de charges mobiles.

Les résultats de la méthode ont été comparés aux résultats donnés par la méthode DLTS et par la méthode de Terman. Pour la structure MO.4 présentant un profil de dopage constant, l'accord entre les résultats des trois méthodes est satisfaisant. Pour la structure RF.10 présentant un profil de dopage non uniforme, la méthode de Terman conduit à des résultats erronés, alors que les résultats de la méthode BTS modifiée sont en accord raisonnable avec les résultats des mesures DLTS.

CHAPITRE IV

PROCEDURE POUR MINIMISER L'ERREUR DUE AUX ETATS D'INTERFACE LORS DE LA DETERMINATION DU PROFIL DE DOPAGE

1. INTRODUCTION	60
2. DETAILS EXPERIMENTAUX.....	62
3. ANALYSE DU PROFIL DONNE PAR LA METHODE CAPACITIVE CLASSIQUE	62
4. AMELIORATION DE LA METHODE CAPACITIVE CLASSIQUE	65
4.1. PRINCIPE DE LA MESURE UTILISEE	65
4.2. RESULTATS ET INTERPRETATIONS.....	67
5. AUTRES SOURCES D'ERREURS	69
5.1. DISTRIBUTION NON-UNIFORME DES CHARGES A L'INTERFACE.....	69
5.2. INFLUENCE DE LA GENERATION DES PORTEURS MINORITAIRES	70
5.3. IONISATION INCOMPLETE DES ATOMES DE DOPAGE	71
6. CONCLUSION	71

**PROCEDURE POUR MINIMISER L'ERREUR DUE AUX ETATS
D'INTERFACE LORS DE LA DETERMINATION DU PROFIL DE
DOPAGE**

1. INTRODUCTION

La connaissance du profil de dopage est essentielle pour obtenir les relations fondamentales entre les divers paramètres des dispositifs semiconducteurs. Elle nous permet donc d'interpréter les caractéristiques mesurées des dispositifs et d'en déduire les paramètres déterminant leur qualité. L'étude du profil des impuretés dopantes présente un intérêt encore plus fondamental dans la technologie VLSI et ULSI.

Les techniques de détermination du profil de dopage peuvent être classées en deux catégories:

1. Les méthodes donnant la concentration totale des atomes de dopage. Ce groupe comprend des techniques comme la SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy) et la RBS (Rutherford Backscattering Spectroscopy).

2. Les méthodes donnant seulement la concentration des atomes de dopage ionisés comme la technique utilisant la caractéristique capacité-tension ou la technique de résistivité.

Les techniques de la catégorie 1 ne sont généralement effectives que pour des dopages élevés ($>10^{16} \text{ cm}^{-3}$) et les dispositifs expérimentaux qu'elles nécessitent sont très onéreux [Wilson-96]. La mesure de la résistivité nécessite une préparation spéciale de l'échantillon (gravures successives de la surface) [Schroder-90]. Elle est donc destructive et sa mise en oeuvre assez lourde.

La méthode capacitive est de loin la technique la plus utilisée pour une évaluation rapide et non destructive du profil de dopage effectif [Gillivary-88]. L'équation de base qui

lie la caractéristique C- V_g de la structure MIS, ou de la diode Schottky, à la concentration des impuretés dopantes est [Gelder-71]:

$$N(w) = \pm 2 \left[q \epsilon_s \frac{d\left(\frac{1}{C_m^2}\right)}{dV_g} \right]^{-1} \quad (4.1)$$

Avec:

$$w = \frac{\epsilon_s}{C_{sc}}$$

Où: ϵ_s est la permittivité du semiconducteur,

V_g est la tension appliquée à la grille,

C_m est la capacité mesurée,

C_{sc} est la capacité du semiconducteur ($C_{sc}=C_m$ pour la diode Schottky)

Le signe '-' est relatif à un substrat de type n et le signe '+' à un substrat de type p.

Cependant, pour des structures où la densité des états d'interface est suffisamment élevée pour affecter la pente de $1/C_m^2$ en fonction de V_g , l'équation (4.1) n'est plus vraiment utilisable [Gillivary-88].

Pour nos structures (Au/BN/InP), on va voir que la présence d'états d'interface dont la densité dépasse $10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$, altère sévèrement le profil de dopage déterminé à partir de la relation (4.1) [Koukab-97-a]. A cela, il s'ajoute une densité importante d'ions mobiles, dont le mouvement du barycentre plus une éventuelle distribution non-uniforme de leur charge à l'interface BN/InP, engendrent aussi une déformation de la caractéristique C- V_g , et donc une distorsion apparente du profil de dopage calculé. Brews [Brews-73] a proposé une méthode pour corriger le profil de dopage de l'erreur causée par les états d'interface. Néanmoins, la précision de la correction est limitée, car elle nécessite des mesures C- V_g en quasi-statique. Or, nous avons déjà fait état au chapitre (I) des difficultés rencontrées lors d'une application de telles mesures sur nos structures. Ces difficultés sont dues principalement aux courants de fuite et aux ions mobiles dans l'isolant [Mui-93].

L'objectif de cette étude est de mettre au point une procédure qui nous permet de déterminer le profil de dopage sans les erreurs dues aux états d'interface ni au mouvement des ions dans l'isolant.

Nous montrerons également que si l'on connaît le signe des charges mobiles dans l'isolant, on pourra éviter les erreurs dans la détermination du profil de dopage, dues à la distribution non-uniforme de charges, que causent ces dernières quand elles s'accumulent près de l'interface BN/InP.

2. DETAILS EXPERIMENTAUX.

La structure test utilisée dans ce chapitre est l'échantillon MO.4. Pour pouvoir faire une étude comparative, une diode Schottky a été réalisée sur un substrat identique à celui de la structure MO.4. Les plaquettes d'InP utilisées dans cette investigation sont non intentionnellement dopées avec une concentration nominale $N_D=4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Chaque étape de la fabrication (la passivation de la surface de l'InP, la réalisation du contact ohmique, le dépôt de l'isolant, la formation des électrodes) est détaillée dans le premier chapitre.

Pour la diode Schottky, un traitement par une solution d'HCl (2N) pendant cinq minutes est utilisé pour enlever l'oxyde natif de la surface de l'InP. Le contact Schottky est ensuite réalisé par évaporation thermique des plots d'or sur la surface polie de l'InP.

3. ANALYSE DU PROFIL DONNE PAR LA METHODE CAPACITIVE CLASSIQUE

Nous étudions d'abord le profil de dopage donné par la méthode classique, afin d'en apprécier les limites.

La figure 4.1. représente le cycle $C-V_g$ relevé en haute fréquence et à température ambiante sur l'échantillon MO.4. La vitesse de balayage utilisée est de 50 mV/s. A titre comparatif nous avons représenté sur la même figure la caractéristique $C-V_g$ relevée sur la diode Schottky dans des conditions identiques (courbe en pointillés).

Les profils de dopage obtenus par l'application de l'équation (1) aux mesures $C-V_g$ de la figure 4.1. sont représentés respectivement en trait continu pour la structure MIS et en pointillés pour la diode Schottky sur la figure 4.2.

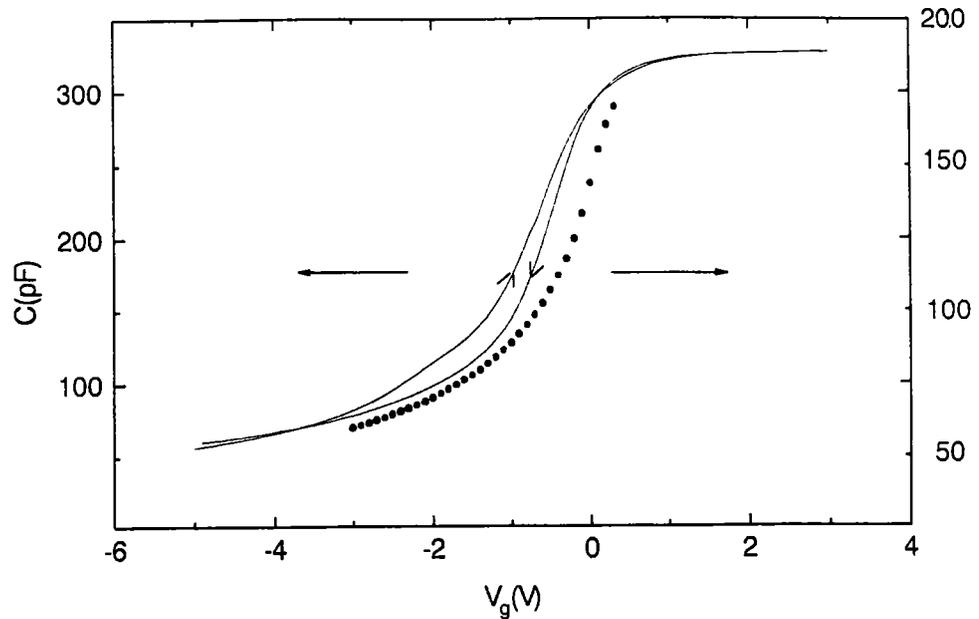


Figure 4.1. Caractéristiques $C-V_g$ à 1 MHz relevées sur la structure MIS MO.4 (trait continu) et sur la diode Schottky (courbe en pointillés), à température ambiante avec une vitesse de balayage de 50 mV/s.

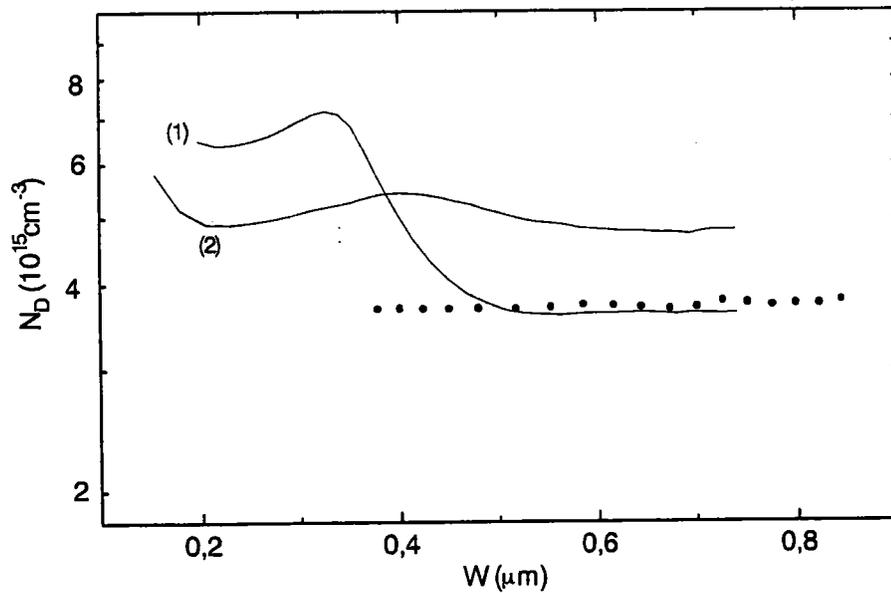


Figure 4.2. Profils de dopage calculés à partir de la caractéristique $C-V_g$ de la structure MIS (MO.4) avec une tension de polarisation croissante (courbe(1)), décroissante (courbe (2)). La courbe en pointillés représente le profil déterminé sur la diode Schottky.

Pour la diode Schottky où la densité d'états d'interface n'est pas suffisamment grande pour causer une déformation de la caractéristique $C-V_g$, on obtient un dopage uniforme $N_D=3.7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Cette valeur est en bon accord avec les données du fournisseur. Notons que pour les diodes Schottky, Singh et al [Singh-94] ont montré que la charge des états d'interface dépend peu de la tension grille V_g et donc la déformation de la caractéristique $C-V_g$ qu'elle cause est beaucoup plus faible comparée au cas des structures MIS.

La situation est différente pour la structure MIS (MO.4) pour laquelle le profil mesuré présente une forte distorsion. Ceci est dû à la présence d'une concentration assez élevée d'états d'interface et des charges mobiles ($D_{it} \sim 6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$, $N_m=2,6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (voir chapitre.V)).

En outre, il faut noter que le profil obtenu à partir de la caractéristique $C-V_g$ mesurée avec une tension de polarisation croissante (courbe (1), figure 4.2) se rapproche mieux du profil de la diode Schottky en déplétion profonde. Effectivement, en déplétion profonde la concentration des porteurs majoritaires à l'interface est très faible, ce qui rend le temps de capture des états d'interface très long [Nicollian-82]. Ces derniers ne répondront donc pratiquement pas à la variation de V_g dans cette zone et n'altéreront pas le profil de dopage. La situation est différente pour le profil obtenu à partir de la caractéristique $C-V_g$ à balayage décroissant (courbe (2)), où l'émission des états d'interface se produit même en déplétion profonde et affecte la pente de la mesure $C-V_g$ le long de l'axe des tensions. Le profil extrait de cette courbe est donc entaché d'erreur dans toute la zone étudiée.

Il peut donc être intéressant de déterminer le profil de dopage à partir de la caractéristique $C-V_g$ à balayage croissant, en tenant compte du fait qu'il n'est effectif qu'en déplétion profonde.

4. AMELIORATION DE LA METHODE CAPACITIVE CLASSIQUE

4.1. PRINCIPE DE LA MESURE UTILISEE

Dans ce paragraphe, nous allons montrer comment on peut éliminer l'erreur due aux états d'interface dans la détermination du profil de dopage [Koukab-97-a]. Pour cela, nous avons adopté la même procédure que celle utilisée pour l'obtention des courbes (1) et (2) de la figure (3.4) du chapitre(3), et on effectue des mesures supplémentaires sur le même échantillon de la manière suivante:

i- La structure MIS est portée à une température de 300K afin de permettre la migration des espèces ioniques. Une tension de polarisation $V_g^+ = +3V$ est alors appliquée sur la grille pendant 15 mn afin d'établir un champ électrique E_i suffisamment intense dans l'isolant pour que les charges mobiles supposés négatives soient drainées vers l'interface Au/BN. En parallèle, on a un remplissage des pièges à l'interface dont la constante de temps est inférieure à 15 mn, ce qui correspond d'après l'équation (4.11) du chapitre (II) à une profondeur $E_c - E$ supérieure à environ 0.7eV.

ii- En maintenant la contrainte en tension V_g^+ , la structure est refroidie à une température de 80 K. On immobilise ainsi les ions dans leur situation, c'est-à-dire à l'interface Au/BN.

iii- Ensuite, on enregistre la caractéristique $C-V_g$ en haute fréquence (1MHz), toujours à 80 K. Le résultat est visualisé par la courbe (3) de la figure 4.3.

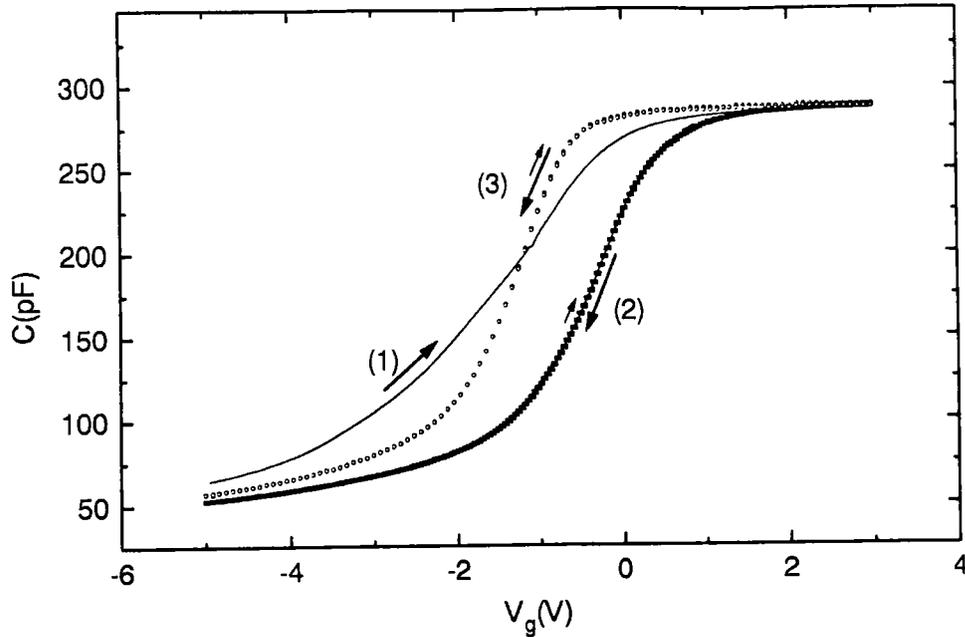


Figure 4.3. Caractéristiques $C-V_g$ à 1 MHz de la structure MIS (MO.4) à 80 K avec une vitesse de balayage de 50 mV/s. 1^{ère} mesure (courbe 1): de $V_g = -5V$ à $V_g = 3V$ (après une contrainte à 300K de -5 V pendant 15 mn). 2^{ème} mesure (courbe 2): retour de $V_g = 3V$ à $V_g = -5V$. 3^{ème} mesure (courbe 3): de $V_g = 3V$ à $V_g = -5V$ (après une contrainte à 300K de 3V pendant 15 mn) et retour.

La même mesure a été appliquée à la diode Schottky. Aucun déplacement ni phénomène d'hystérésis n'a été noté (Figure 4.4.). Ceci est dû certainement au fait que la charge des états d'interface dépend peu de la tension de grille V_g dans les diodes Schottky.

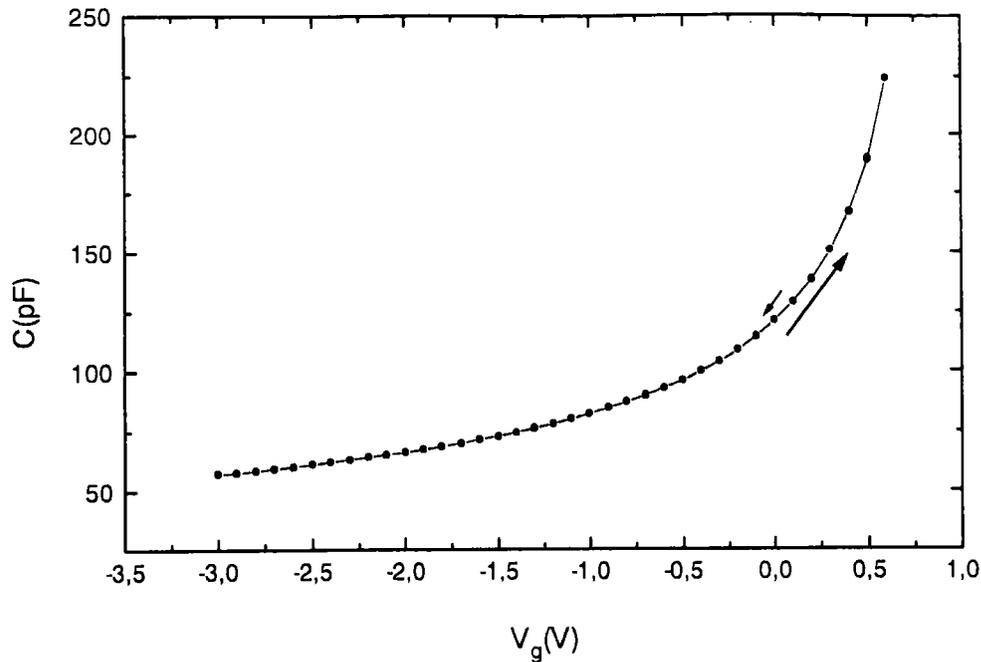


Figure 4.4: Caractéristique $C-V_g$ à 1 MHz mesurée à 80 K d'une structure Schottky, initialement polarisée à -3 V à température ambiante pendant 15 mn.

4.2. RESULTATS ET INTERPRETATIONS

Les conditions expérimentales dans lesquelles la courbe (3) a été enregistrée (figure 4.3), sont telles que les états d'interface n'émettent pratiquement pas leurs électrons. Aussi, l'exploitation de cette courbe conduira certainement à une amélioration dans la détermination du profil de dopage.

Appliquons l'équation (1) à la courbe (3) de la figure 4.3. Le résultat est illustré par la courbe (a) de la figure (4.5). A titre comparatif nous avons représenté sur la même figure (courbe (b)) le profil obtenu à partir de la courbe (1) de la figure 4.3, et le profil déterminé sur la diode Schottky (xxxx).

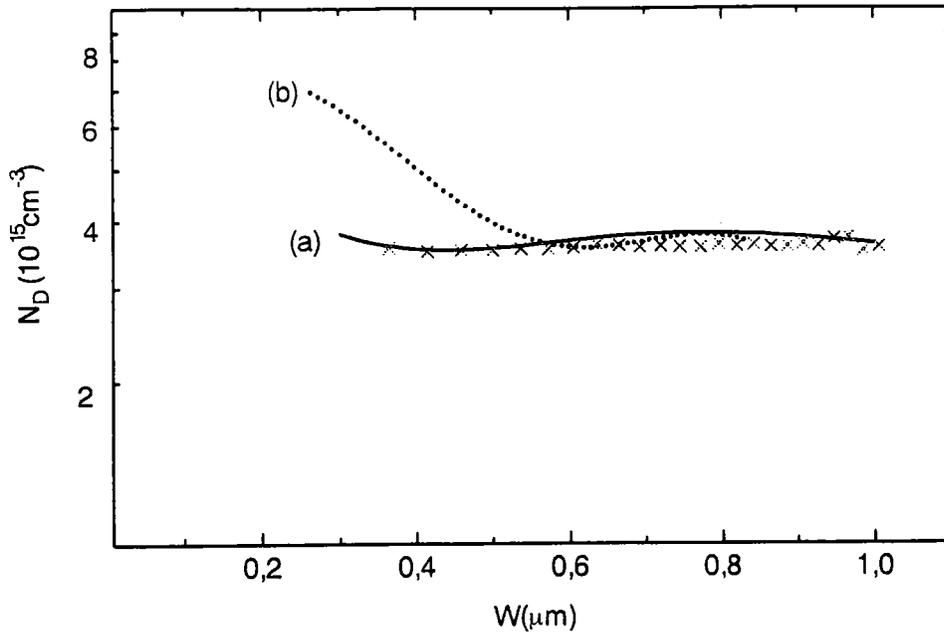


Figure 4.5 La courbe (a) représente le profil calculé à partir de la courbe (3) de la figure(4.3), la courbe (b) représente le profil donné par la courbe (1) de la figure(4.3) et la courbe en (x x x) le profil calculé à partir du résultat de la figure(4.4).

Comme prévu, à 80 K, la très faible émission des états d'interface n'a engendré aucune déformation du profil de dopage représenté par la courbe (a). L'amélioration est donc évidente quand on compare ce résultat à celui de la courbe (b), où la capture des états d'interface cause une erreur sérieuse dans le profil près de l'interface.

Il faut aussi noter qu'en plus de l'absence de déformation due aux états d'interface la courbe (3) de la figure (4.3) n'est pas affectée par le mouvement des charges mobiles, du fait de la basse température. L'utilisation de la courbe (3) réduit donc considérablement l'erreur dans le profil de dopage.

La détermination du profil de dopage déduit à partir de la courbe (2) de la figure (4.3) est discutée dans le paragraphe suivant.

5. AUTRES SOURCES D'ERREURS

5.1. DISTRIBUTION NON-UNIFORME DES CHARGES A L'INTERFACE

L'étude des charges mobiles présentée plus loin au paragraphe (4) du chapitre (5), a révélé l'existence d'une forte concentration de charges mobiles négatives dans l'isolant ($N_m = 2,6 \times 10^{11}$ charges/cm²) de la structure MO.4. Nous y avons montré aussi que la distribution non uniforme de ces charges entraînent une sensible déformation de la courbe (2) de la figure (4.3) par rapport à la courbe (3). En effet, la courbe (2) est enregistrée après accumulation des charges mobiles à l'interface BN/InP alors que pour la courbe (3), elles étaient accumulées à l'interface Au/BN. Afin d'apprécier l'influence de la distribution non uniforme des charges mobiles sur la mesure du profil de dopage, on va calculer ce dernier à partir de la courbe (2). Le résultat est représenté en trait continu sur la figure (4.6). A titre comparatif, on a représenté en pointillés le profil donné par la diode Schottky sur la même figure.

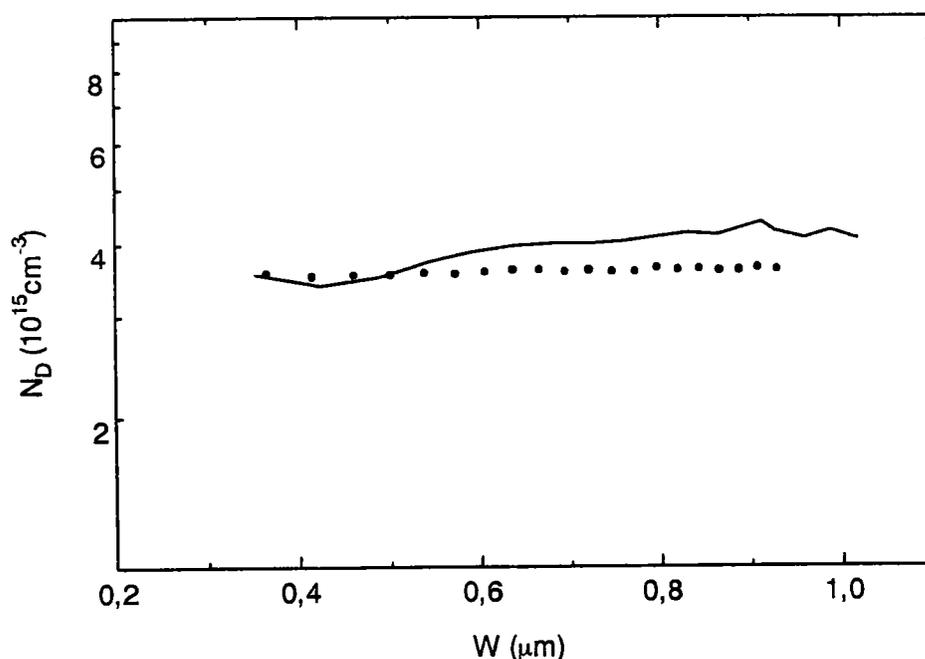


Figure 4.6. La courbe en trait continu représente le profil calculé à partir de la courbe (2) de la figure (4.3). La courbe en pointillés représente le profil de la diode Schottky.

On remarque que contrairement au profil obtenu par la courbe (3), celui obtenu par la courbe (2) n'est pas tout à fait uniforme. La distorsion due à la distribution non uniforme de

charges est cependant faible par rapport à celle causée par la capture des états d'interface (courbe(b), figure(4.5)). Elle s'étend aussi sur toute la gamme de distance dans laquelle le profil est déterminé. Ceci justifie notre choix de la courbe (3) de la figure (4.3) pour une mesure précise du profil de dopage.

5.2. INFLUENCE DE LA GENERATION DES PORTEURS MINORITAIRES

La profondeur maximale jusqu'à laquelle le profil de dopage peut être mesuré est limitée par le début de l'inversion. Pour nos échantillons (Au/BN/InP), le temps de réponse des porteurs minoritaires est très long. Aussi, ils ne seront pas générés, même avec la vitesse de balayage modérée utilisée (50 mV/s), et il n'y a pas de formation de la couche d'inversion.

Par contre, pour des structures où les porteurs minoritaires ont un faible temps de réponse, la formation de la couche d'inversion engendre une déformation du profil de dopage[Gillivary-88]. La courbe (1) de la figure (4.7) représente un exemple de distorsion du profil d'une structure Si/SiO₂ causée par les porteurs minoritaires quand on applique la méthode classique. A titre de comparaison, le profil déterminé par notre méthode est représenté par la courbe (2) sur la même figure.

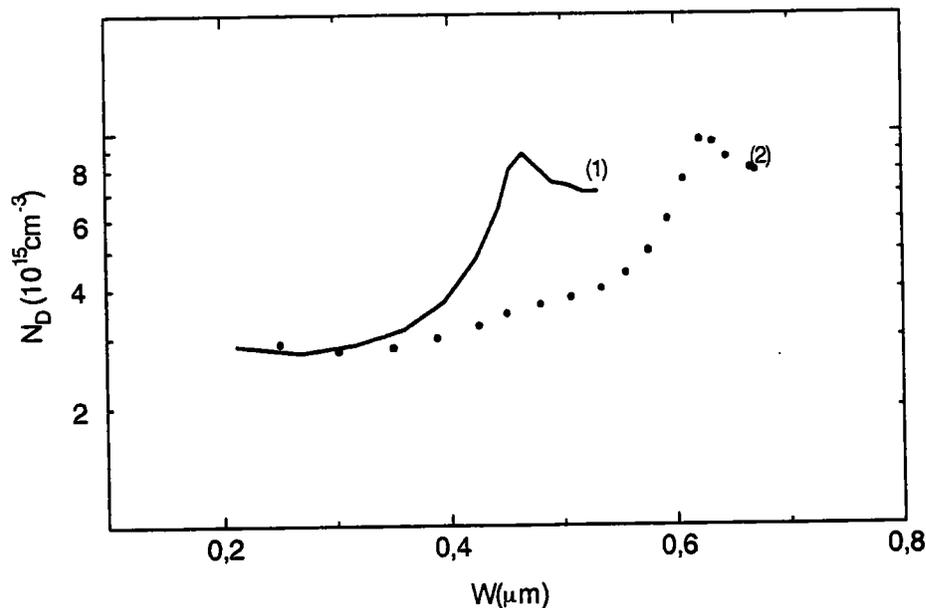


Figure 4.7 Effet de la génération des porteurs minoritaires sur la mesure du profil de dopage d'une structure Si/SiO₂ uniformément dopée. La courbe en traits continus est déterminée à 300K alors que celle en pointillés à 80K.

Notons que la déformation due aux porteurs minoritaires survient pour une profondeur plus grande quand les mesures sont effectuées à plus basse température. En effet, la constante de temps des porteurs minoritaires sera alors augmentée de quelques ordres de grandeur [Nicollian-82].

5.3. IONISATION INCOMPLETE DES ATOMES DE DOPAGE

Il faut noter que notre méthode, comme toutes celles qui se basent sur la réponse des porteurs majoritaires, ne donne que la concentration des atomes de dopage ionisés. Si à 80K, les atomes de dopage ne sont pas tous ionisés, on obtiendrait un profil de dopage $N_D^+(w)$ [Norde-95] inférieur à $N_D(w)$ obtenu à température ambiante. Pour vérifier l'ionisation totale des atomes de dopage dans nos composants, on peut comparer leurs densités données par la diode Schottky à 300 K (courbe en pointillés sur la figure(4.2)) et à 80 K (courbe en croix sur la figure (4.5)). On remarque que les deux profils sont parfaitement identiques. Ceci montre que l'ionisation des impuretés dopantes est totale dans nos structures aussi bien à 300 K qu'à 80K.

6. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié en détail l'influence des états d'interface sur la détermination du profil de dopage des structures MIS par la méthode capacitive classique. Les résultats montrent que l'erreur commise lors de l'émission des états d'interface s'étend sur toute la gamme des distances W étudiées alors que la capture des électrons par ces derniers entraîne une distorsion du profil de dopage limitée près de l'interface. Il est donc préférable de déterminer le profil de dopage à partir de la caractéristique $C-V_g$ à balayage croissant, en tenant compte du fait qu'il n'est correct qu'en déplétion profonde.

Nous avons aussi mis au point une nouvelle procédure se basant sur les mesures BTS modifiées, pour déterminer le profil de dopage des structures MIS, tout en évitant l'erreur due aux états d'interface. La méthode à l'avantage par rapport à celle de Brews [Brews-73]

de ne pas utiliser de mesures en quasi-statique; elle est donc applicable même sur des structures dont l'isolant présente des courants de fuite.

De plus, nous avons montré que, si on connaît le signe des charges mobiles dans l'isolant, un choix judicieux des conditions expérimentales nous permettra d'éviter l'erreur due à la distribution non-uniforme de la charge introduite lors de leur accumulation près de l'interface BN/InP.

CHAPITRE V

CARACTERISATION DES STRUCTURES MIS Au/BN/InP

1. INTRODUCTION	74
2. DISPERSION FREQUENTIELLE EN ACCUMULATION.....	75
2.1. DISPERSION DE LA PERMITTIVITE DU DIELECTRIQUE ET CONDUCTANCE DE L'ISOLANT	78
2.2. RESISTANCE SERIE.....	82
2.3. ETATS D'INTERFACE.....	85
2.4. CONCLUSION	89
3. ETUDE DES CHARGES A L'INTERFACE.....	90
3.1. SPECTROSCOPIE CAPACITIVE DE NIVEAUX PROFONDS DLTS:.....	90
3.2. METHODES CAPACITIVES A HAUTE FREQUENCE	96
3.2.1. <i>Méthode deTerman</i>	96
3.2.2. <i>Méthode BTS modifiée</i>	97
4. ETUDE DES CHARGES DANS L'ISOLANT.....	99
4.1. INTRODUCTION.....	99
4.2. PROCEDURE EXPERIMENTALE.....	101
4.3. PIEGEAGE DANS L'ISOLANT	103
4.4. CHARGES MOBILES DANS L'ISOLANT.....	103
4.4.1. <i>Signe des charges mobiles</i>	103
4.4.2. <i>Concentration des charges mobiles</i>	106
4.5. CHARGES FIXES DANS L'ISOLANT.....	106
4.5.1. <i>Signe des charges fixes</i>	106
4.5.2. <i>Concentration des charges fixes</i>	107
5. CONCLUSION.....	107

CARACTERISATION DES STRUCTURES MIS Au/BN/InP

1. INTRODUCTION

Après avoir exposé, dans les deux chapitres précédents, les méthodes d'analyse que nous avons mises au point, nous les utilisons ici pour une caractérisation plus complète de nos structures.

Nous commençons par présenter les résultats des mesures d'admittance à différentes fréquences sur les structures MIS-InP réalisées par RF(PECVD) et par MO(PECVD). Nous examinons ensuite la validité de certaines hypothèses proposées dans la littérature pour expliquer le phénomène de dispersion fréquentielle de la capacité en accumulation qui caractérise nos structures. Une nouvelle approche, permettant de comparer qualitativement les densités des états d'interface localisés près de la bande de conduction sur différentes structures, est proposée. Elle nous permettra d'expliquer l'origine de la dispersion fréquentielle.

Ensuite, nous avons utilisé différentes techniques (DLTS, Terman, BTS modifiée) pour évaluer la densité des états d'interface ainsi que leur répartition dans la bande interdite. Une étude comparative des résultats de ces méthodes pour différentes structures, est présentée.

Enfin, des mesures $C-V_g$ sous contraintes de tension et de température ont été utilisées pour séparer l'effet des charges mobiles dans l'isolant de celui des charges piégées à l'interface. Les déplacements des courbes $C-V_g$ correspondants nous permettent d'accéder directement à leurs concentrations. Une méthode d'analyse est proposée pour déterminer en même temps le signe des charges fixes et celui des charges mobiles, ainsi que leurs concentrations à partir des caractéristiques $C-V_g$.

2. DISPERSION FREQUENTIELLE EN ACCUMULATION

Le phénomène de dispersion fréquentielle de la capacité dans les systèmes diélectrique-InP constitue l'une des principales entraves à leur développement. La connaissance de la cause de ce phénomène a motivé un grand nombre de travaux sur les semiconducteurs III-V et plusieurs modèles ont été proposés pour l'expliquer, incluant:

- 1- dispersion en fréquence de la permittivité du diélectrique [Diamant-91] [Meiners-81] [Eftekari-95],
- 2- existence d'une conductance non négligeable dans la couche isolante [Sawada-82] [Zeisse-79] [Passlack-95] [Passlack-97],
- 3- présence d'une résistance série importante [Sah-69] [Nicollian-82],
- 4- piégeage dans l'isolant par effet tunnel direct [Mui-92] [Klopfenstein-88] [Baehr-95] [Besland-96],
- 5- existence d'une concentration élevée de pièges à l'interface très proche énergétiquement de la bande de conduction du semiconducteur [Landheer-93] [Hidaka-95].

Les figures (5.1), (5.2), (5.3) et (5.4) représentent des comportements types de nos structures quand nous réalisons des mesures $C-V_g$ à différentes fréquences.

On remarque que l'ampleur de la dispersion fréquentielle de la capacité en accumulation change d'une structure à l'autre. Par exemple, pour l'échantillon MO.4 (figure (5.1)), la dispersion est négligeable pour toutes les fréquences utilisées alors que pour l'échantillon MO(10) (figure 5.4), elle ne devient négligeable qu'à partir de 600 KHz. Pour les structures RF.10 (figure 5.2) et RF.18 (figure 5.3), la dispersion persiste au-delà de 1 MHz.

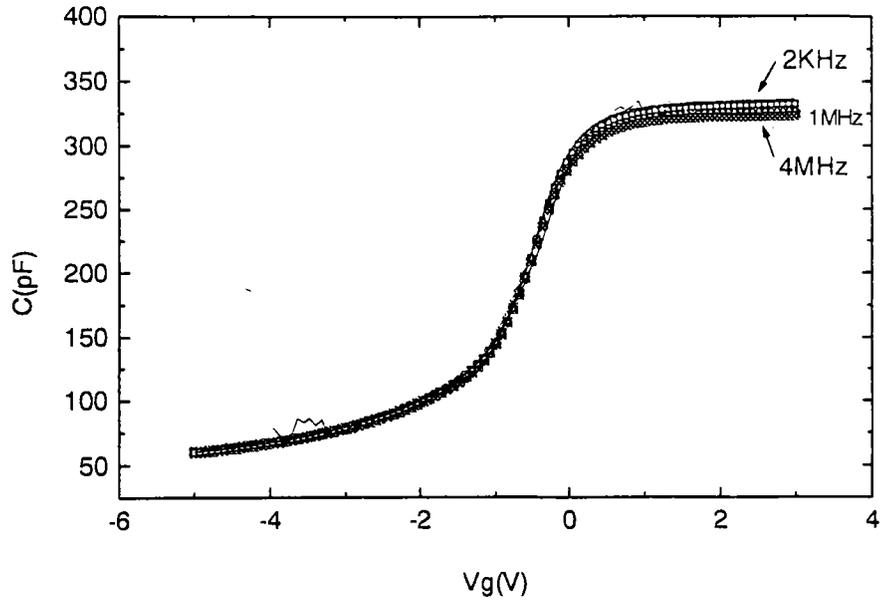


Figure 5.1: Caractéristiques $C-V_g$ à différentes fréquences d'une structure MO.4.

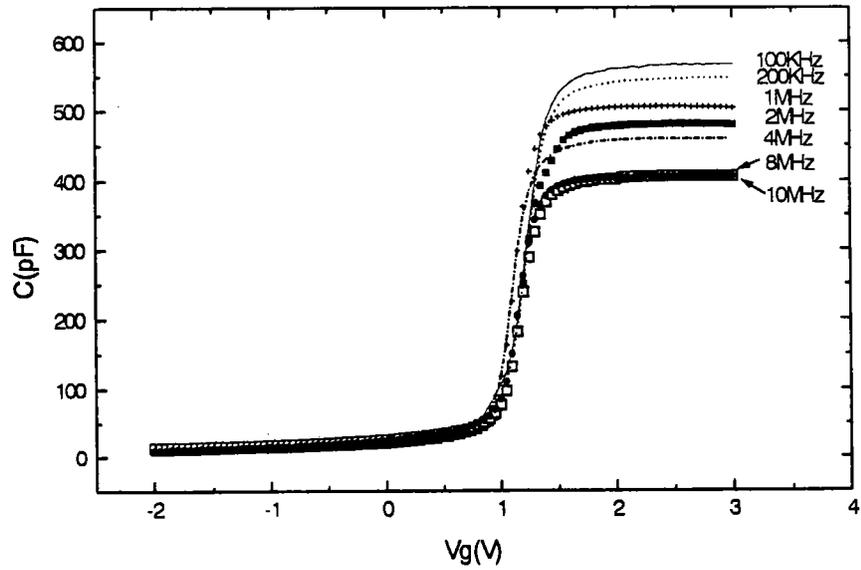


Figure 5.2: Caractéristiques $C-V_g$ à différentes fréquences d'une structure RF.10.

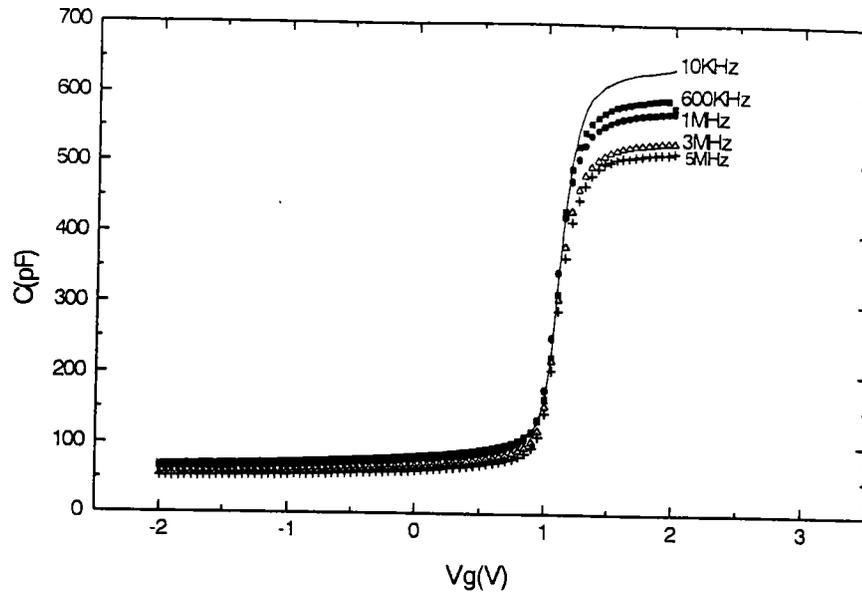


Figure 5.3: Caractéristiques $C-V_g$ à différentes fréquences d'une structure RF.18.

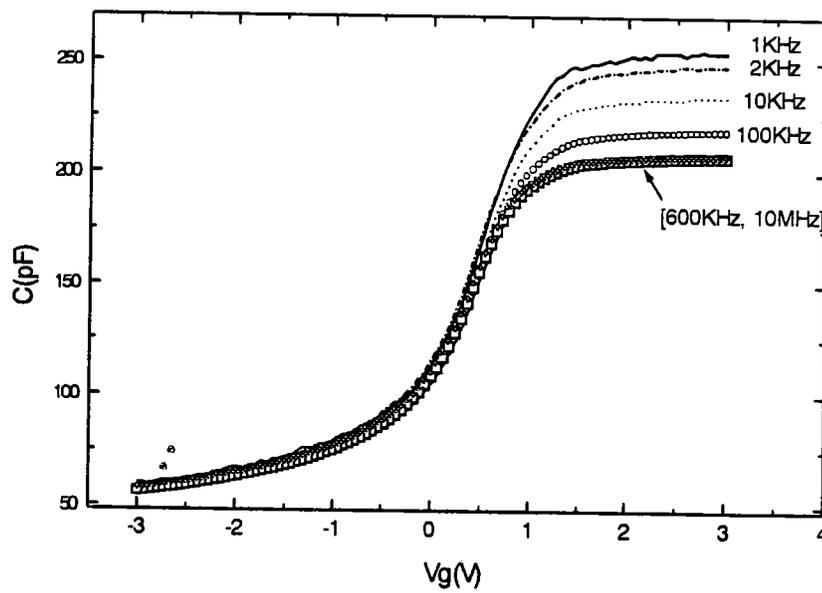


Figure 5.4: Caractéristiques $C-V_g$ à différentes fréquences d'une structure MO.3.

Nous nous proposons, dans la suite, d'examiner la validité de chacune des hypothèses énoncées avant, pour connaître celle qui joue le rôle majeur dans la dispersion fréquentielle observée sur nos structures.

2.1. DISPERSION DE LA PERMITTIVITE DU DIELECTRIQUE ET CONDUCTANCE DE L'ISOLANT

La première et la deuxième hypothèses, qui mettent en cause les propriétés intrinsèques de l'isolant (sa permittivité et sa conductance), sont vite mises en doute à cause de la diversité de l'ampleur de la dispersion fréquentielle sur nos structures.

En effet, en supposant par exemple que la capacité mesurée en accumulation correspond à la capacité du BN et que c'est la permittivité du BN qui est responsable de la dispersion fréquentielle, le rapport $C_{ma}(f)/C_{ma}(1 \text{ KHz})$ relevé à chaque fréquence prendra alors la forme suivante:

$$\frac{C_{ma}(f)}{C_{ma}(1\text{KHz})} = \frac{C_i(f)}{C_i(1\text{KHz})} = \frac{\epsilon_{BN}(f)}{\epsilon_{BN}(1\text{KHz})} \quad (5.1)$$

$C_{ma}(f)$ est la capacité mesurée en accumulation à la fréquence f .

D'après cette équation, le rapport $C_{ma}(F)/C_{ma}(1 \text{ KHz})$ ne doit dépendre que de la permittivité de l'isolant. Il doit donc être pratiquement identique pour toutes les structures ayant le même isolant déposé de la même manière. Pour vérifier cela, nous avons tracé les courbes $C_{ma}(F)/C_{ma}(1 \text{ KHz})$ en fonction de la fréquence pour les structures MO.4 et MO.3 sur la figure (5.5).

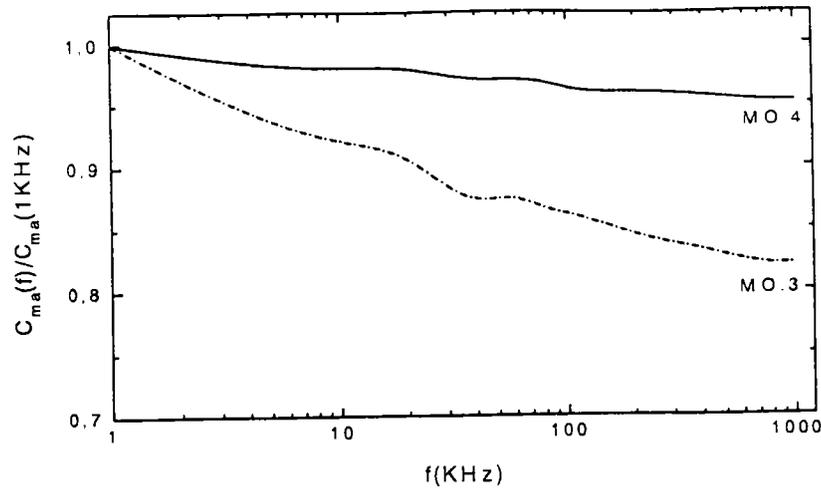


Figure 5.5: Capacité normalisée $C(f)/C(1\text{KHz})$ en fonction de la fréquence des structures MO.4 et MO.3.

Le résultat, illustré par cette figure, montre que ce rapport change largement de grandeur et de forme en passant d'une structure à l'autre, bien qu'ils aient le même isolant. Par conséquent, la dispersion fréquentielle de la permittivité du BN ne semble pas être la cause principale du phénomène de la dispersion fréquentielle observée dans nos structures.

Nous avons calculé aussi la permittivité apparente du BN à différentes fréquences, en supposant que la capacité en accumulation de la structure MO.4 et MO.3 correspond à celle de l'isolant:

$$C_{ma}(f) = \frac{\epsilon_{BN}(f)}{L} \quad (5.2)$$

L'épaisseur de l'isolant (L) déterminée par des mesures éllipsométriques est de 87 nm pour la structure MO.4 et 103 nm pour la structure MO.3. Le résultat du calcul est illustré par la figure (5.6).

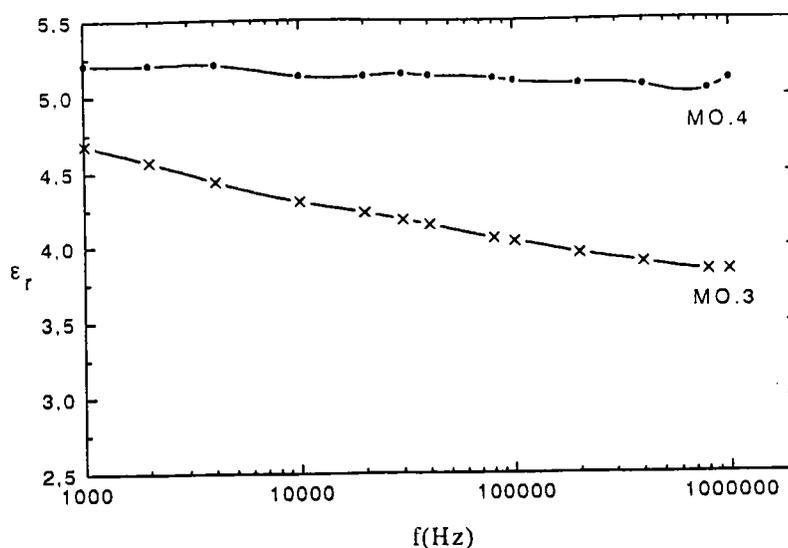


Figure 5.6: Permittivité apparente du BN en fonction de la fréquence calculée à partir de l'équation (5.2) pour la structure MO.3 et MO.4

Pour la structure MO.4, qui présente une très faible dispersion fréquentielle, on trouve une permittivité pratiquement constante $\epsilon_i = 5.2$ entre 1KHz et 1MHz. Cette valeur est en très bon accord avec ϵ_{BN} donnée dans la littérature [BN] [Nguen-93]. En effet, Nguen et al [Nguen-93] ont effectué des mesures similaires sur des structures métal-isolant-métal (Al-BN-Al) et sur des structures MIS (Al-BN-Si). Ils ont trouvé pour ϵ_{BN} une valeur d'environ 5 pratiquement indépendante de la fréquence.

Pour l'échantillon MO.3, les valeurs de ϵ_i varient de 4.7 à 3.8 quand la fréquence varie de 1KHz à 1MHz. Elles restent aussi toujours inférieures aux valeurs de ϵ_{BN} que nous avons déterminées pour la structure MO.4. Ceci nous pousse à penser que la capacité en accumulation de l'échantillon MO.3 ne correspond pas à la capacité de l'isolant seule, mais qu'elle est fonction aussi d'autres paramètres qui dépendent de la fréquence.

Pour vérifier la deuxième hypothèse, nous allons utiliser le schéma de la figure (5.7) qui tient compte de la conductance de l'isolant. Zeisse [Zeisse-79], qui travaillait sur les structures Al/SiO₂/InP avait du mal à observer les pics de conductance. Il a montré par la suite que l'utilisation de certaines corrections inspirées du schéma de la figure (5.7) permet de retrouver les pics de conductance relatifs à la réponse des états d'interface.

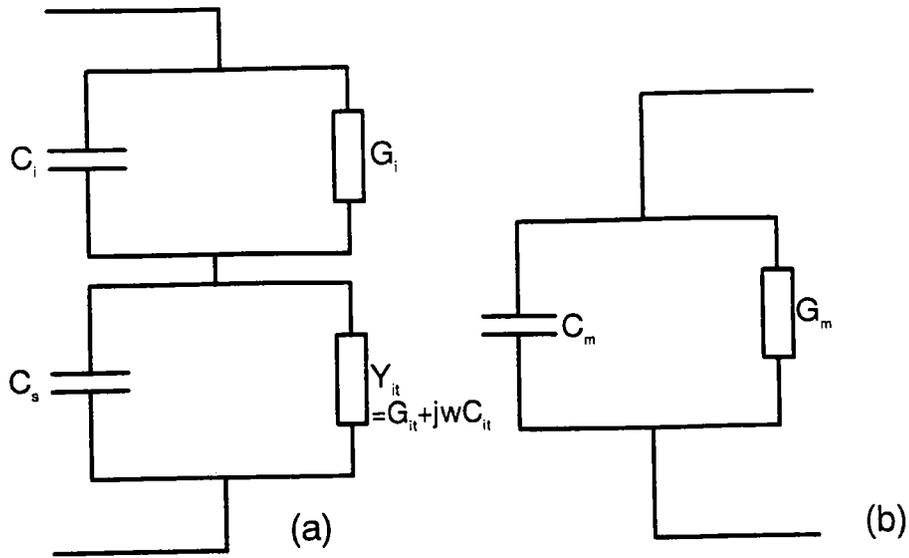


Figure 5.7 Schéma équivalent d'une structure MIS:(a) Circuit équivalent d'une MIS si on tient compte de la conductance de l'isolant. (b) Capacité et conductance mesurées.

D'après la figure (5.7), on peut écrire:

$$G_{it} = \frac{G_m(G_i^2 + \omega^2 C_i^2) - G_i(G_m^2 + \omega^2 C_m^2)}{(G_i - G_m)^2 + \omega^2 (C_i - C_m)^2} \quad (5.3)$$

avec:

$$G_i = \frac{(G_{ma}^2 + \omega^2 C_{ma}^2) - [(G_{ma}^2 + \omega^2 C_{ma}^2)^2 - 4\omega^2 C_i^2 G_{ma}^2]^{\frac{1}{2}}}{2G_{ma}} \quad (5.4)$$

C_{ma} et G_{ma} sont respectivement la capacité et la conductance mesurées en accumulation.

L'expression de G_i (équation (5.4)) est obtenue en tenant compte du fait que G_{it} doit être nulle en accumulation.

Des exemples de l'évolution de la conductance des états d'interface G_{it} en fonction de V_g de l'échantillon MO.3 quand on ne tient pas compte de G_i sont représentés sur la figure (5.8) (courbes en trait continu). Les conductances obtenues présentent une allure aplatie en accumulation. Nous avons ensuite appliqué la correction de Zeisse [Zeisse-79] qui

tient compte de G_i , pour voir si cela permet d'avoir le pic des états d'interface. Le résultat est représenté sur la même figure en traits discontinus.

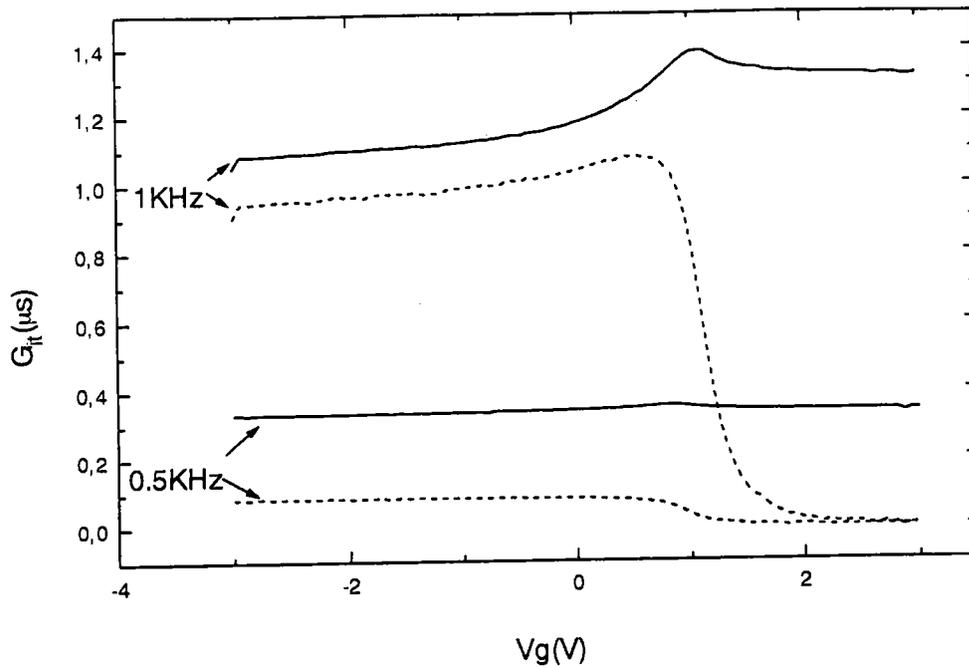


Figure 5.8 L'évolution de la conductance des états d'interface de la structure MO.3 en fonction de la tension: (—) quand on ne tient pas compte de la conductance de l'isolant G_i . (.....) quand on tient compte de G_i .

Les courbes $G_{ii}(V)$ trouvées après correction ne présentent pas de pics et leurs formes sont loin de représenter une réponse des états d'interface. Ceci prouve que le schéma équivalent choisi ne convient pas à nos structures.

2.2. RESISTANCE SERIE

Examinons maintenant la troisième hypothèse qui suppose que la présence d'une résistance série (Figure (5.9)) est la source de la dispersion fréquentielle en accumulation observée dans les structures étudiées. Pour cela, il suffit de corriger l'effet de la résistance série sur les caractéristiques $C-V_g$ pour chaque fréquence en utilisant les équations (5.5 et 5.6), et vérifier si la dispersion persiste en accumulation.

:

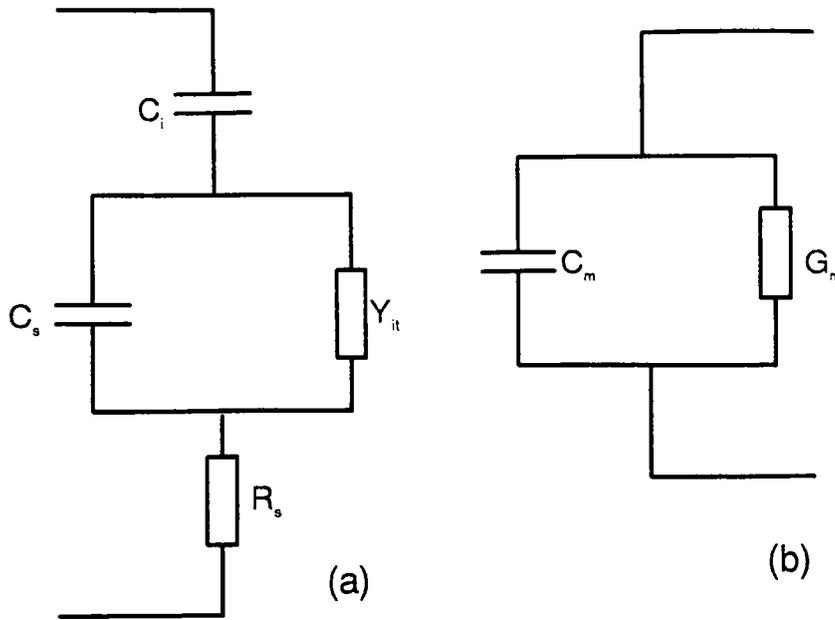


Figure 5.9 (a) Schéma équivalent de la structure MIS prenant en compte de la résistante série.
 (b) Capacité et conductance mesurées.

En régime haute fréquence et en accumulation les états d'interface ne suivent pas le signal alternatif. Ils auront une impédance nulle ($Y_{it}=0$). En plus, la capacité du semiconducteur serait très grande devant celle de l'isolant. On peut donc écrire [Nicollian-82]:

$$R_s = \frac{G_{ma}}{G_{ma}^2 + \omega^2 C_{ma}^2} \quad (5.5)$$

et la capacité corrigée de l'effet de la résistance série s'écrirait alors

$$C_c = \frac{C_m(G_m^2 + \omega^2 C_m^2)}{a^2 + \omega^2 C_m^2} \quad (5.6)$$

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

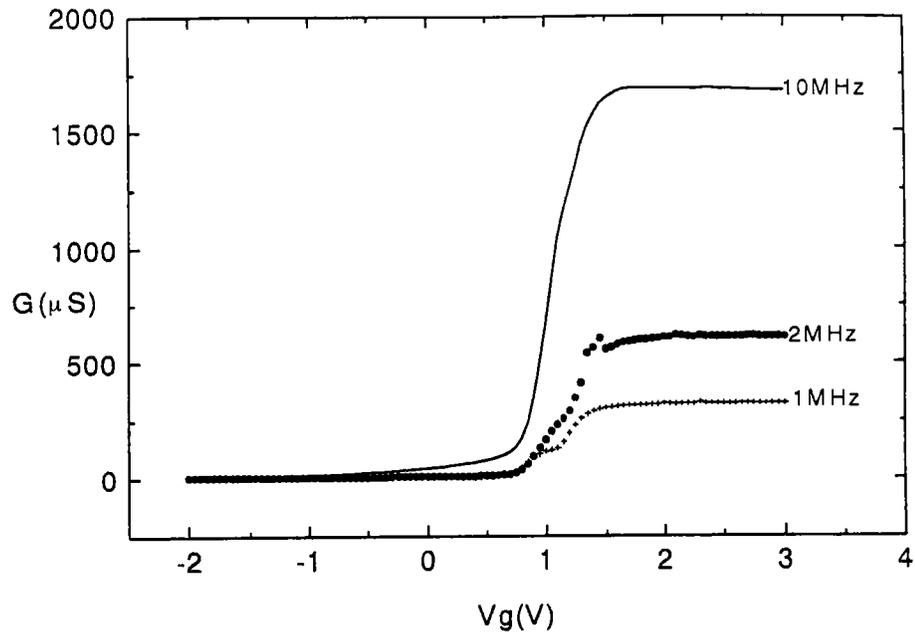


Figure 5.10: Caractéristique conductance-tension à différentes fréquences de la structure RF.10.

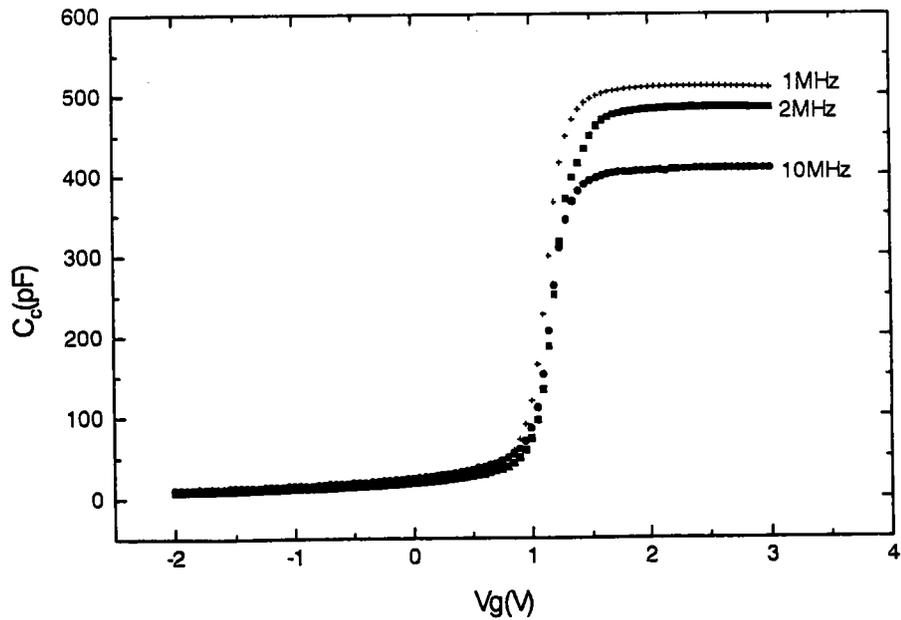


Figure 5.11 Caractéristiques $C-V_g$ de la structure RF.10 corrigée de l'effet de la résistance série à différentes fréquences.

Nous avons utilisé les mesures $G-V_g$ (figure 5.10) et $C-V_g$ (figure 5.2) pour calculer R_s ($R_s=16 \Omega$ à 1 Mhz) et corriger son effet sur la capacité de la structure RF.10. Le résultat est illustré par la figure 5.11.

La conclusion à tirer de ce résultat est que la résistance série a un effet négligeable sur la capacité mesurée, et que la correction de son effet ne diminue pas l'ampleur de la dispersion fréquentielle. La résistance série ne pourra donc être tenue responsable du phénomène de dispersion.

2.3. ETATS D'INTERFACE

La dernière hypothèse que nous examinons suppose que les états localisés à l'interface BN/InP et plus spécialement les états les moins profonds dans la bande interdite du semiconducteur sont responsables de la dispersion fréquentielle en accumulation. En effet, l'existence d'une forte densité d'états près de la bande de conduction aura une double conséquence sur la capacité mesurée:

1. L'introduction d'une admittance Y_{it} en parallèle avec la capacité du semiconducteur, puisque ces états sont très rapides et ils continueront à répondre au signal même à 1 MHz. La structure est alors équivalente au circuit de la figure (5.12). La capacité mesurée de la structure s'écrit alors:

$$C_m = \frac{C_i}{C_i + C_s + C_{it}} \left[C_s + C_{it} \frac{(C_i + C_s + C_{it})^2 + \omega^2 \tau^2 (C_i + C_s) C_s}{(C_i + C_s + C_{it})^2 + \omega^2 \tau^2 (C_i + C_s)^2} \right] \quad (5.7)$$

$$\text{Avec } \tau = \frac{C_{it}}{G_{it}}$$

2. Le blocage plus ou moins important du niveau de Fermi, ce qui empêchera la formation du régime d'accumulation. La capacité du semiconducteur ne devient jamais assez

grande pour négliger Y_{it} même pour les tensions maximales utilisées (i.e. $V_g = 3V$). La capacité maximale mesurée ne correspond donc pas à la capacité de l'isolant.

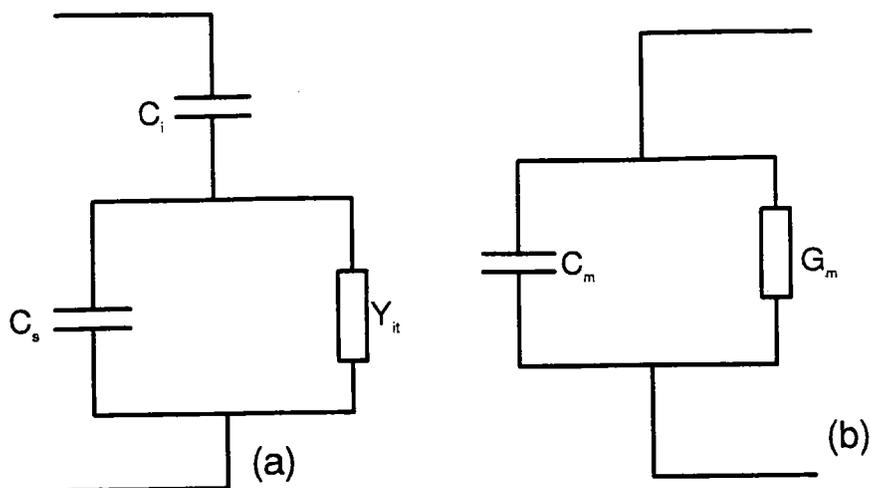


Figure 5.12 (a) Schéma équivalent d'une structure MIS généralement utilisé dans le cas d'une présence des états d'interface;
(b) Capacité et conductance mesurées.

Dans la suite, nous exposerons les arguments qui nous ont permis d'affirmer que cette hypothèse est vraisemblablement la plus valable pour expliquer la dispersion dans nos structures.

L'évolution de la capacité en accumulation en fonction de la fréquence apporte déjà une première confirmation de la validité de cette hypothèse. Effectivement, on remarque sur toutes les structures que la capacité en accumulation diminue au fur et à mesure que la fréquence augmente, puis elle devient constante au-delà d'une certaine fréquence ω_0 . Par exemple pour l'échantillon MO.3 (figure 5.4), la dispersion s'arrête à 600 KHz alors que pour l'échantillon RF.10 (figure 5.2) elle s'arrête seulement vers 8 MHz. Ceci est en accord avec la forme donnée à C_{acc} dans le cadre de cette hypothèse. On peut démontrer facilement que $dC_{ma}/d\omega$ est négative en utilisant l'équation (5.7). Pour ceci on tiendra compte du fait que quand la fréquence augmente il y a de moins en moins d'états d'interface qui arrivent à

suivre le signal ac et C_{it} diminue. A une fréquence assez élevée notée ω_0 , les états d'interface ne répondent plus et C_{it} devient nulle. On peut donc écrire:

- si $\omega < \omega_0$

$$C_m = \frac{C_i}{C_i + C_s + C_{it}} \left[C_s + C_{it} \frac{(C_i + C_s + C_{it})^2 + \omega^2 \tau^2 (C_i + C_s) C_s}{(C_i + C_s + C_{it})^2 + \omega^2 \tau^2 (C_i + C_s)^2} \right] \quad (5.8)$$

et

- si $\omega \geq \omega_0$

$$C_m = \left[\frac{1}{C_i} + \frac{1}{C_s} \right]^{-1} \quad (5.9)$$

A l'aide des équations (5.8) et (5.9), on peut aussi expliquer les résultats de la figure (5.6). Pour les fréquences inférieures à 600 KHz, la capacité mesurée en accumulation C_{ma} sur la structure MO.3 serait régie par l'équation (5.8) alors que pour les fréquences supérieures à 600 KHz, elle serait régie par l'équation (5.9). Dans ces deux cas, la capacité C_{ma} est inférieure à la capacité de l'isolant ce qui explique les faibles valeurs de ϵ_{BN} déterminées par l'équation (5.2) sur cet échantillon. Pour la structure MO.4, le scénario est différent. La dispersion fréquentielle de sa capacité étant négligeable, on peut affirmer qu'elle n'a pas subi un blocage du niveau de Fermi. La capacité du semiconducteur en accumulation est dans ce cas très grande et C_{ma} est égale à la capacité de l'isolant pour n'importe quelle fréquence d'où les bonnes valeurs de ϵ_{BN} déterminées sur cette structure.

Pour la diversité de l'ampleur de la dispersion fréquentielle dans nos structures, elle peut s'expliquer dans le cadre de cette hypothèse par l'existence d'une densité d'états d'interface plus ou moins grande d'un échantillon à l'autre. Par exemple, la faible dispersion fréquentielle de la capacité dans les résultats de la figure (5.1) comparés aux résultats des figure (5.2), (5.3) serait due à une faible densité d'états d'interface localisée près de E_c dans

la structure MO.4 par rapport aux structures RF.10 et RF.18. Pour vérifier cela, il faut entreprendre des mesures de la densité des états d'interface près de E_c sur chacune de ces structures.

Le problème qui se pose, quand on veut faire une étude comparative de la densité des états d'interface rapides localisés près de la bande de conduction, est qu'il n'y a aucune méthode de caractérisation efficace dans ce domaine. La méthode de Terman par exemple est très imprécise dans ce domaine à cause de la difficulté de réaliser le régime hautes fréquences [Declerck-71]. La méthode DLTS nécessite des mesures de transitoires de capacité en dessous de 80K. Enfin la méthode que nous avons proposée au chapitre (3) est aussi inefficace entre $E_c - 0.2$ eV et E_c à cause de l'émission des pièges à 80K lors de l'enregistrement de la courbe de référence.

Pour remédier à ce problème, on a utilisé les mesures $C-V_g$ sous contrainte de tension et de température. En effet, on a démontré par le modèle exposé dans le paragraphe (5.1) du chapitre (3) que la différence entre les courbes (2) et (2') de la figure (3.4) est directement liée à la densité d'états près de la bande de conduction. Les caractéristiques (2) et (2') mesurées sur les échantillons MO.4 et RF.10 selon la procédure exposée dans le chapitre (3) (méthode BTS modifiée) sont illustrés respectivement par la figure (5.13) et la figure (5.14).

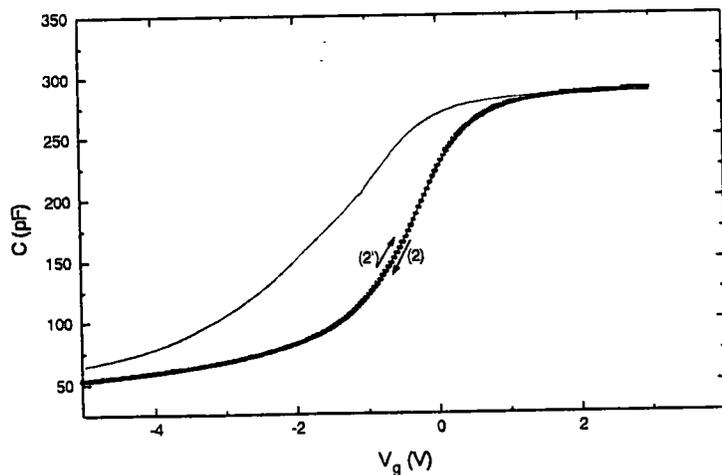


Figure 5.13 *Mesure $C-V_g$ à 1 MHz et 80 K sur la structure MO.4 initialement polarisée à -5V et à température ambiante pendant 15mn.*

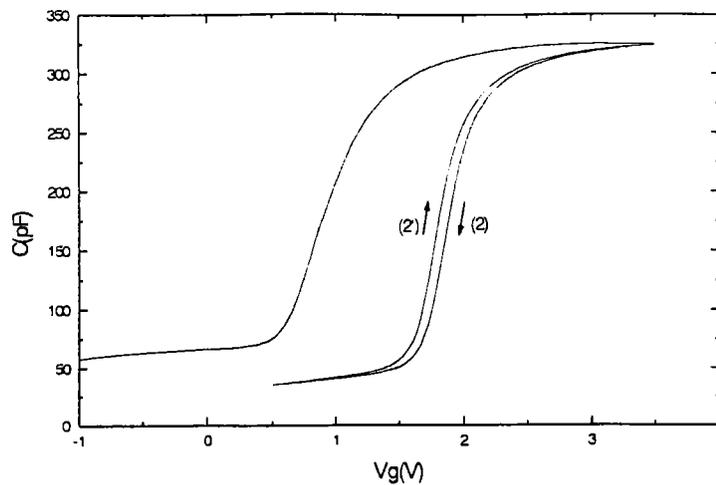


Figure 5.14 *Mesure $C-V_g$ à 1 MHz et 80 K sur la structure RF.10 initialement polarisée à $-3V$ et à température ambiante pendant 15mn.*

On remarque l'existence d'une hystérésis entre la courbe (2) et (2') sur la figure (5.14) alors qu'elle est totalement absente sur la figure (5.13). Ceci prouve qu'effectivement la densité d'états d'interface près de la bande de conduction est plus importante dans l'échantillon RF.10 que dans l'échantillon MO.4.

2.4. CONCLUSION

L'examen des différentes hypothèses données dans la littérature ainsi que l'étude comparative des résultats des mesures $C-V_g$ à différentes fréquences sur des structures présentant des interfaces de qualités différentes a été réalisée. Cette étude a montré le rôle déterminant que jouent les états d'interface rapides localisés près de la bande de conduction dans le phénomène de la dispersion fréquentielle de la capacité en accumulation.

Le modèle de Mui et al [Mui-92], qui suppose que le piégeage se fait par effet tunnel direct, permet aussi dans certains cas, d'expliquer la dispersion fréquentielle dans les structures MIS. Ces auteurs proposent un circuit équivalent où l'admittance des états d'interface est totalement découplée de la capacité du semiconducteur. Or, l'échange des porteurs se fait principalement entre les pièges à l'interface et le semiconducteur. Il est donc plus réaliste de considérer le circuit équivalent classique où l'admittance des états

d'interface est en parallèle avec la capacité du semiconducteur, surtout que son utilisation a été suffisante pour lever l'ambiguïté sur l'origine de la dispersion fréquentielle.

3. ETUDE DES CHARGES A L'INTERFACE

La compréhension des phénomènes localisés à l'interface et leur caractérisation sont des étapes essentielles et intimement liées au progrès de la filière MIS (InP). Dans ce paragraphe nous allons utiliser trois techniques pour apprécier la qualité de l'interface dans nos structures:

La méthode de transitoire de capacité (DLTS)

Méthodes capacitives à haute fréquence:

Méthode de Terman

Méthode BTS modifiée, exposée au chapitre (3) [Koukab-97-b]

3.1. SPECTROSCOPIE CAPACITIVE DE NIVEAUX PROFONDS DLTS:

Depuis son introduction par Lang [Lang-74] en 1974, la spectroscopie DLTS des niveaux profonds s'est imposée comme un outil puissant pour la détection et l'analyse des défauts dans le volume du semiconducteur et à l'interface isolant-semiconducteur.

Cette méthode que nous avons détaillée au chapitre II, consiste à étudier les régimes transitoires de la capacité de la structure MIS soumise à une tension périodique impulsive variant de V_r à V_m , de largeur t_p et de période t_o . L'étude se fait par un balayage en température qui modifie les cinétiques d'émission des niveaux pièges étudiés. Le signal DLTS est alors extrait de la composante variable de la capacité par différentes méthodes dont la méthode de Boxcar [Landheer-74] et la méthode à détection synchrone [Bouabdelati-94].

Les conditions expérimentales (V_r et V_m) sont choisies pour chaque structure à partir de sa caractéristique $C-V_g$ de façon à ce que l'impulsion appliquée soit suffisante pour ramener la structure de la déplétion où les états d'interface sont vides, à l'accumulation où les états d'interface sont pleins.

Dans la suite nous allons exposer les résultats les plus significatifs, obtenus pour les structures dont l'isolant est déposé par plasma radiofréquence et ceux dont l'isolant est déposé par plasma micro-onde.

La figure (5.15) montre un spectre DLTS typique de la structure RF.10 que nous avons mesuré par la méthode de Boxcar entre 100K et 250K. On note la présence de deux pics M1 et M2. Les conditions expérimentales dans lesquelles nous avons fait cette mesure sont les suivantes:

- Polarisation au repos $V_r = -1 \text{ V}$
- Hauteur d'impulsion $V_m = 2 \text{ V}$
- Durée de l'impulsion $t_p = 10 \text{ ms}$
- Fenêtre de vitesse d'émission $t_1=101 \text{ ms}, t_2 = 2 t_1 = 202 \text{ ms}$

Nous avons choisi une large impulsion ($t_p = 10 \text{ ms}$) pour être sûr que tous les pièges de l'interface soient bien remplis.

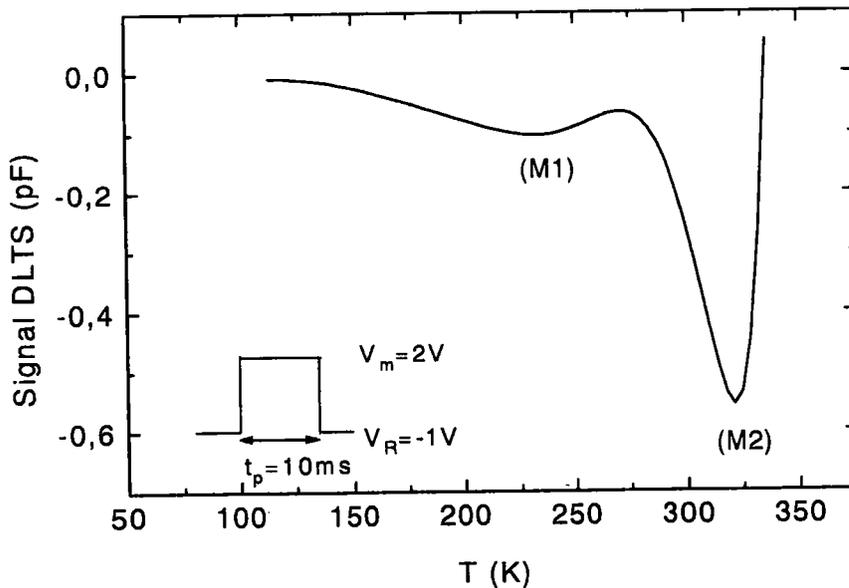


Figure 5.15 Spectre DLTS typique entre 100K et 350K montrant les pics M1 et M2 observés sur la structure RF.10.

Nous avons mesuré aussi le spectre DLTS de la structure MO.4. Le résultat est illustré par la courbe en trait continu sur la figure (5.16). La méthode utilisée cette fois-ci est la méthode à détection synchrone et les conditions expérimentales sont les suivantes:

$$V_r = -1V$$

$$V_m = 2V$$

$$t_p = 10 \text{ ms}$$

$$F_o = 1\text{Hz}$$

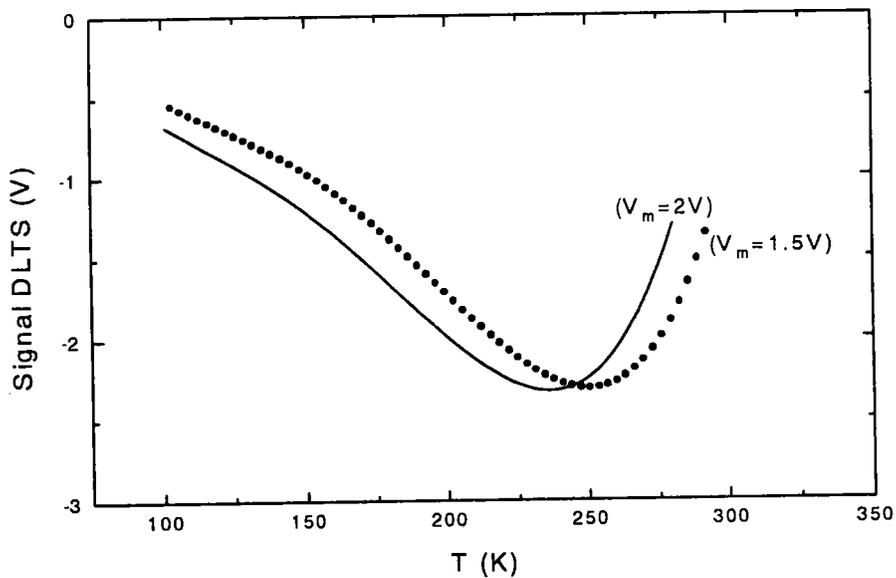


Figure 5.16 Signal DLTS de la structure MO.4 et son évolution en fonction de la hauteur de l'impulsion V_m .

La forme large des pics apparaissant entre 100K et 280K pour la structure RF.10 (pic M1 de la figure (5.15) comme pour la structure MO.4 (Figure (5.16)), montre que les pics sont vraisemblablement dus à la réponse des états d'interface.

Pour vérifier ceci, on a réalisé une mesure du signal DLTS sur la structure (MO.4) en changeant V_m de 2V à 1.55V. Le résultat est représenté en pointillés sur la figure (5.16). On remarque que le pic n'a pratiquement pas changé d'amplitude et qu'il a tendance à se

déplacer vers les hautes températures quand on diminue V_m . Ce comportement est typique d'une réponse des états d'interface [Yamasaki-78].

En utilisant la méthode de calcul des spectres des états d'interface, décrite dans le paragraphe 4.4 du deuxième chapitre, nous pouvons calculer les valeurs de D_{it} ; cependant la détermination de l'échelle des énergies E_c-E nécessite la connaissance de la section efficace de capture (σ_n). Pour avoir une valeur approchée de σ_n , nous allons tracer le diagramme d'Arrhénius du pic M2 de la structure RF.10. La figure (5.17) montre le spectre DLTS, obtenu pour les niveaux pièges correspondant à M2, en faisant varier la fenêtre de la vitesse d'émission t_1 , t_2 ($t_2 = 2t_1$). Les conditions expérimentales (V_r , V_m et t_p) sont les mêmes que celles du spectre de la figure (5.15).

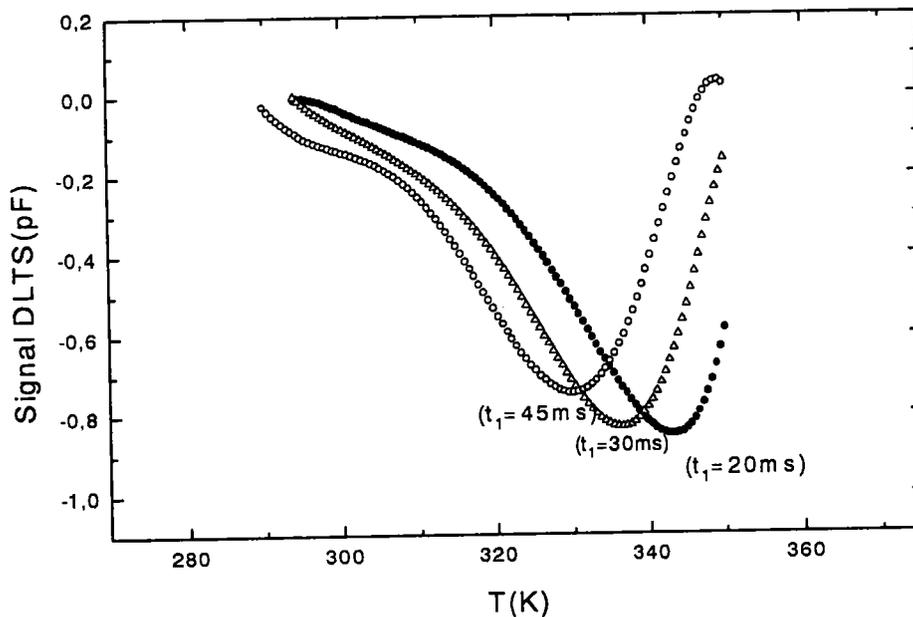


Figure 5.17 Evolution du pic M2 de la structure RF.10 en fonction de la fenêtre de vitesse d'émission.

Nous pouvons noter une augmentation inattendue de l'amplitude de ce pic quand on augmente la valeur de t_1 . Ce phénomène a été déjà noté par plusieurs auteurs [Dmowski-93], surtout sur les structures où les courants de fuite sont élevés. Il est attribué généralement à un taux de capture important des porteurs majoritaires par les états d'interface, dû aux courants de fuite pendant l'enregistrement du transitoire de capacité.

Le diagramme d'Arrhénius du pic M2 de la structure RF.10, déduit des résultats de cette figure, est illustré par la figure (5.18). des valeurs approchées de la section efficace de capture ($\sigma_n = 2.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$) et de l'énergie d'activation ($E_a = 0.57 \text{ eV}$), sont obtenues à partir de ce diagramme.

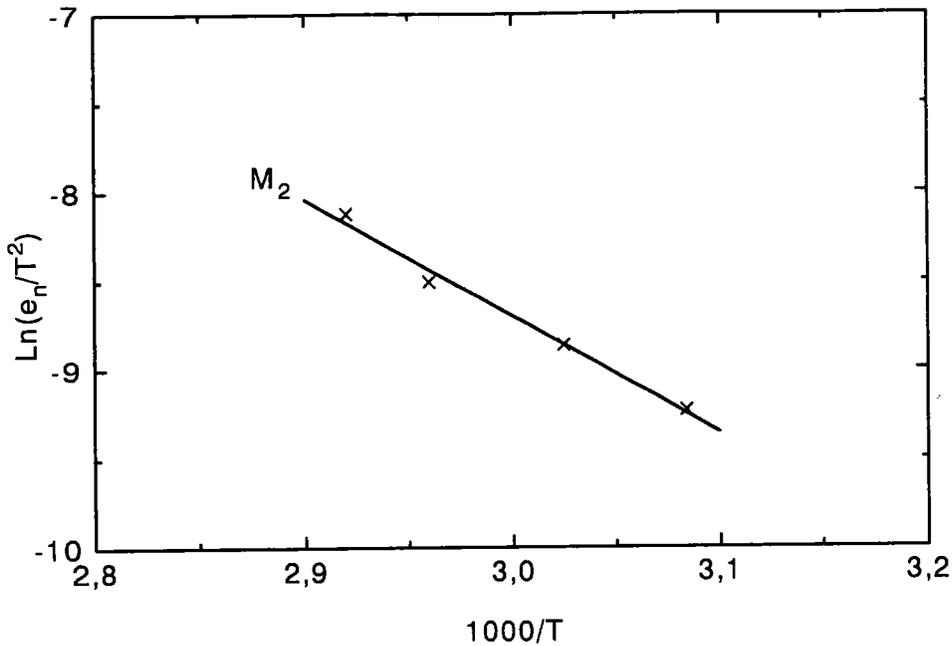


Figure 5.18 Diagramme d'Arrhénius obtenu pour le pic M₂ de la structure RF.10.

En supposant que la section efficace de capture est indépendante de l'énergie et qu'elle est égale à $2.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ pour l'échantillon RF.10, nous avons calculé $D_{ii}(E_c - E)$ à partir du signal DLTS de la figure (5.15). Le résultat est illustré par la courbe en trait continu sur la figure (5.19). Il faut noter que l'influence de la valeur choisie pour σ_n sur l'échelle des énergies est très faible. L'utilisation de la valeur standard, $\sigma_n = 10^{-15} \text{ cm}^2$ au lieu de $2.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ par exemple, n'aurait pratiquement pas changé les résultats de la figure (5.19).

La structure RF.10 présente donc une densité d'états d'interface minimale de $3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ et une densité maximale de $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ entre 0.25 et 0.5 eV. On note aussi

une augmentation de la densité des états d'interface jusqu'à $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ vers la moitié de la bande interdite.

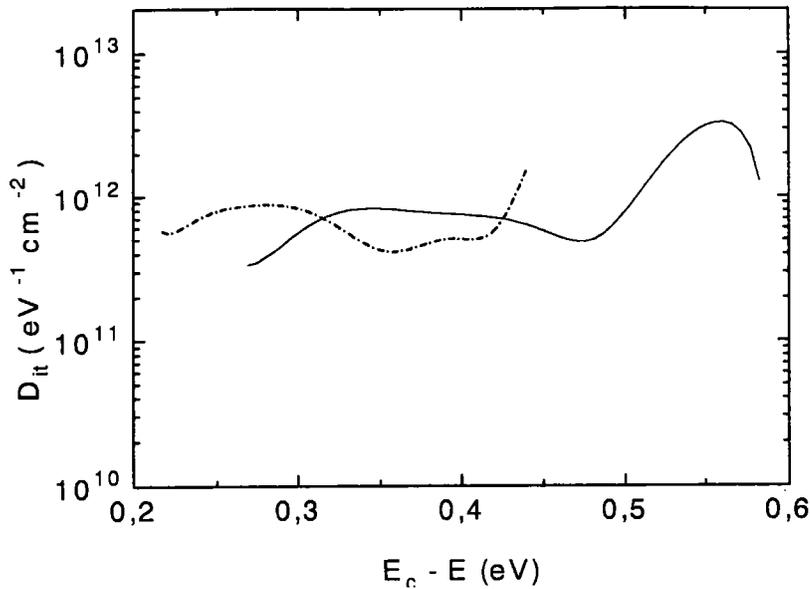


Figure 5.19 Distribution de la densité d'états d'interface obtenue sur la structure RF.10 par DLTS (—) et celle obtenue par la méthode proposée au chapitre (3) (-.-.-.-.-).

Nous avons calculé aussi la densité d'états d'interface sur la structure MO.4 en utilisant le spectre de la figure (5.16). La section efficace de capture est supposée cette fois égale à une valeur standard $\sigma_n = 10^{-15} \text{ cm}^2$ [Klopfenstein-88] [Astito-91], pour tout le domaine de l'énergie balayé de la bande interdite. Le résultat est représenté par la courbe en trait continu sur la figure (5.20).

La densité d'états d'interface de la structure MO.4 est inférieure à celle de la structure RF.10. Elle varie entre 3×10^{11} et $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ dans le domaine d'énergie balayé [0.25 eV, 0.65 eV].

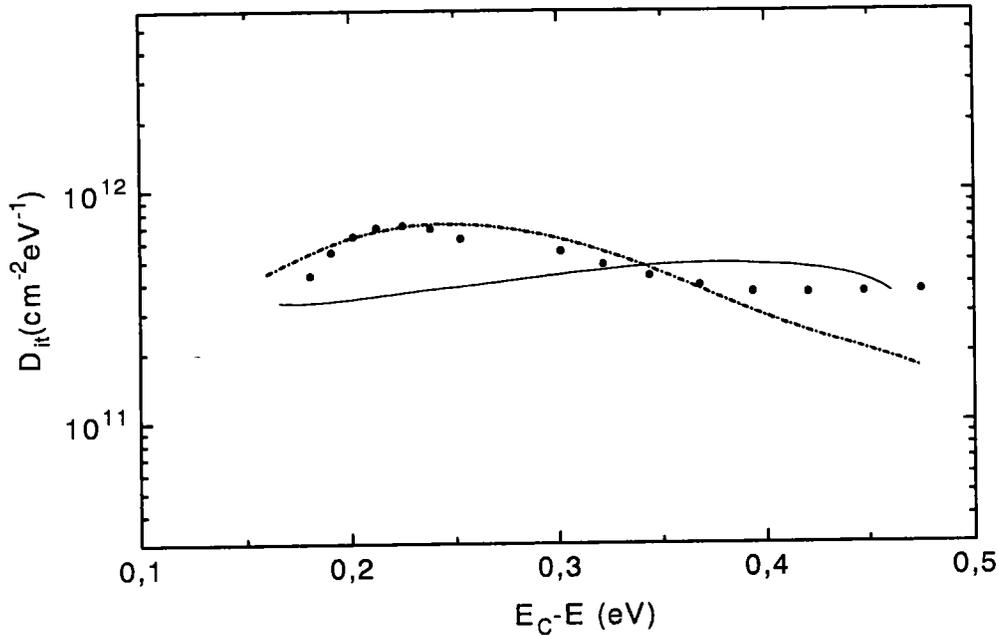


Figure 5.20 Distribution de la densité d'états d'interface obtenue sur la structure MO.4 par DLTS (—); à partir des mesures BTS modifiées (méthode proposée au chapitre (3)) (-----) et celle obtenue par la méthode de Terman (.....).

3.2. METHODES CAPACITIVES A HAUTE FREQUENCE

3.2.1. Méthode de Terman

Cette méthode repose sur une comparaison entre la courbe $C-V_g$ théorique et expérimentale. Ses principaux avantages sont sa rapidité et sa grande simplicité d'emploi. Par contre, elle peut devenir totalement imprécise pour certaines de nos structures à cause de l'existence d'une forte concentration de charges mobiles et d'une éventuelle redistribution des atomes de dopage (paragraphe 4.1 du chapitre (3)). Elle n'est donc efficace que pour des structures de bonne qualité telles que la structure MO.4. En effet l'étude du profil de dopage réalisée sur cette structure (chapitre (4)) a montré que ses impuretés dopantes n'ont pratiquement pas subi de redistribution après le traitement de la surface de l'InP et le dépôt de l'isolant. En plus, l'analyse de la dispersion fréquentielle effectuée précédemment (Figure (5.1)), a prouvé que la condition haute fréquence est largement réalisée à 1 MHz.

La caractéristique $C-V_g$ haute fréquence (1MHz) de la structure MO.4 réalisée à température ambiante et avec une vitesse de balayage modérée de 50 mV/s, nous a permis d'évaluer la densité d'états d'interface D_{it} en fonction de l'énergie dans la bande interdite. Le résultat est représenté sur la figure (5.20) (courbe en pointillés).

La distribution de D_{it} laisse apparaître un minimum de $3 \times 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. On peut apprécier aussi sur la figure (5.20), l'accord entre les résultats de la DLTS et ceux de la méthode de Terman.

3.2.2. Méthode BTS modifiée

Les mesures $C-V_g$ sous contraintes de tension et de température, peuvent aussi être utilisées pour tirer des informations sur la qualité de l'interface. Nous avons déjà exposé au troisième chapitre, la méthode "BTS modifiée" permettant de déterminer la distribution des états d'interface à partir de ces mesures. Nous nous contentons de représenter à titre indicatif la distribution D_{it} des états d'interface obtenue pour l'échantillon RF.10 et pour l'échantillon MO.4 respectivement sur les figures (5.19) et (5.20) (courbes en traits discontinus).

Ces mesures peuvent aussi être utilisées pour déterminer la concentration totale des états d'interface par unité de surface. Pour cela, nous allons reprendre les résultats de la mesure BTS modifiée relatifs à la structure MO.4, représentés sur la figure (3.4) du chapitre (3). Comme nous l'avons déjà expliqué, la différence entre la courbe (1) et la courbe (2) est due principalement aux états d'interface.

Si on considère une valeur de la capacité en déplétion sur la courbe (1) correspondante à une tension V_{g1} , pour laquelle les états d'interface n'ont pas encore commencé à se remplir, on peut écrire:

$$V_{g1} = \psi_s - \frac{Q_s(\psi_s)}{C_i} + Cst_1 \quad (5.10)$$

où Q_s est la charge du semiconducteur et Cst_1 est une constante qui tient compte des charges immobiles dans l'isolant et de la différence des travaux de sortie entre le métal et le semiconducteur.

Pour la même valeur de capacité, la tension de grille correspondante sur la courbe (2) s'écrit sous la forme suivante:

$$V_{g2} = \psi_s - \frac{Q_s(\psi_s)}{C_i} - \frac{Q_{it}(tot)}{C_i} + Cst_1 \quad (5.11)$$

La différence entre les équation (5.10) et (5.11) donne alors:

$$Q_{it}(tot) = C_i(V_{g1} - V_{g2}) \quad (5.12)$$

Pour le choix de V_{g1} , nous utilisons les résultats de la figure (4.5) du chapitre (4) qu'on reprend ici sur la figure (5.21).

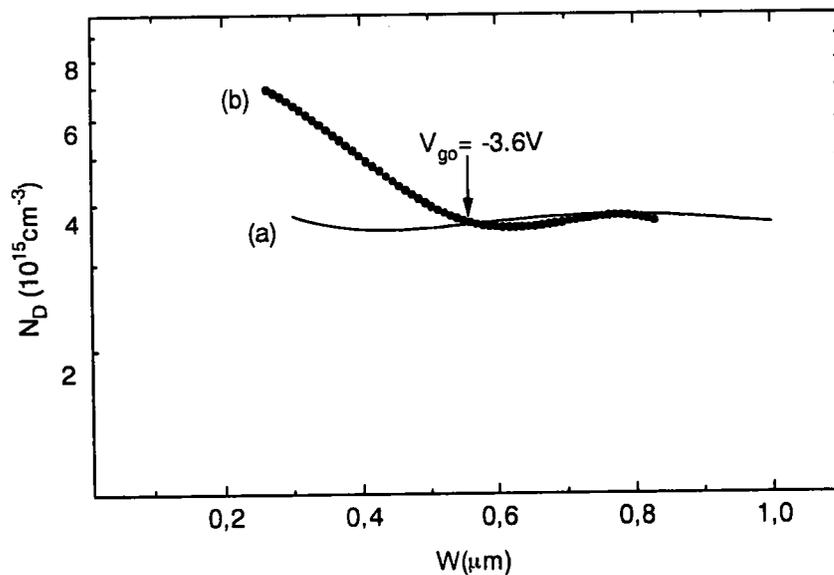


Figure 5.21 Profil de dopage de la structure MO.4 calculé à partir des caractéristiques $C-V_g$ de la mesure BTS modifiée: la distorsion du profil (b) est due au piégeage des états d'interface durant l'enregistrement de la courbe (1) de la mesure BTS modifiée (voir figure (4.5) du chapitre (4)).

Cette figure montre que la distorsion du dopage par les états d'interface ne survient que pour des distances $w < 0.6 \mu\text{m}$ et donc pour des tensions de grille $V_g > -3,6\text{V}$. On peut donc affirmer que les états d'interface n'ont pratiquement pas encore commencé à se remplir à la tension $V_{g0} = -3,6\text{V}$. C'est au niveau de la capacité ($8.67 \times 10^{-11} \text{F}$) correspondant à cette tension, que nous allons relever le déplacement ΔV_g de la courbe (1) par rapport à la courbe (2).

Pour l'échantillon MO.4, la valeur de ΔV_g relevée entre la courbe (1) et la courbe (2) de la figure (3.4) du chapitre (3) est de 1.8V , ce qui correspond à une valeur $Q_{it} = 5 \times 10^{11}$ charges / cm^2 .

Pour l'échantillon RF.10, la valeur de ΔV_g relevée entre la courbe (1) et la courbe (2) sur la figure (3.8) du chapitre (3) est de 1.3V , ce qui correspond à une valeur $Q_{it} = 4.3 \times 10^{11}$ charges / cm^2 .

Sachant que cette charge est répartie sur la moitié supérieure du gap ($\sim 0,7 \text{ eV}$), on peut dire que la valeur moyenne de la densité des états d'interface est égale à $Q_{it}/0.7$, ce qui donne pour l'échantillon MO.4: $D_{it\text{moy}} = 7 \times 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ et pour l'échantillon RF.10: $D_{it\text{moy}} = 6 \times 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

Ces valeurs sont en accord avec les résultats obtenus par la méthode BTS modifiée et par DLTS respectivement (figures (5.19) et (5.20)).

4. ETUDE DES CHARGES DANS L'ISOLANT

4.1. INTRODUCTION

On reconnaît dans la structure MIS réelle deux types de charges: les charges piégées à l'interface isolant-semiconducteur Q_{it} et les charges dans l'isolant Q_o . La principale caractéristique de Q_{it} est qu'elle varie rapidement pendant le balayage en tension et induit donc une déformation de la caractéristique $C-V_g$. La charge de l'isolant peut aussi induire une déformation de la caractéristique $C-V_g$. Cette déformation peut provenir d'un éventuel

déplacement du barycentre des charges mobiles lors du balayage en tension ou éventuellement d'une distribution inhomogène de charges près de l'interface isolant-semiconducteur.

On distingue trois types de charges dans l'isolant:

- * Les charges fixes dans l'isolant (Q_f) dont le barycentre noté X_f , est indépendant de la température et de la tension appliquée.
- * Les charges piégées dans l'isolant (Q_{is}), dont le barycentre sera noté X_{is} .
- * Les charges mobiles dans l'isolant qu'on notera Q_m . Leur barycentre noté X_m dépend de la température et de la tension appliquée à la structure.

Notant Q_0 la charge totale dans l'isolant et X_0 son barycentre, on a alors

$$X_0 Q_0 = X_f Q_f + X_{is} Q_{is} + X_m Q_m \quad (5.13)$$

L'existence de cette charge totale Q_0 dans l'isolant, va induire une charge image de signe opposé dans le semiconducteur près de l'interface. La valeur de la capacité de la structure pour une tension de grille donnée, sera différente de celle obtenue en l'absence de charges dans l'isolant. Si l'origine à partir de laquelle on mesure les barycentres des différentes charges, est située à l'interface métal-isolant, la tension appliquée à la grille sera donnée par l'expression suivante:

$$V_g = \Phi_{ms} + \psi_s - \frac{Q_s}{C_i} - \frac{Q_{it}}{C_i} - \frac{X_o}{\epsilon_i} Q_0 \quad (5.14)$$

Ou encore, en utilisant (5.13)

$$V_g = \Phi_{ms} + \psi_s - \frac{Q_{it}(\psi_s)}{C_i} - \frac{Q_s(\psi_s)}{C_i} - \frac{X_f}{\epsilon_i} Q_f - \frac{X_{is}}{\epsilon_i} Q_{is} - \frac{X_m}{\epsilon_i} Q_m \quad (5.15)$$

Pour pouvoir estimer la densité des différents types de charges à partir des mesures capacitives, il est nécessaire d'isoler l'influence de chacune d'elle sur la tension V_g de la caractéristique C- V_g . Aussi, nous avons mis au point une méthode d'analyse pour déterminer

en même temps le signe des charges fixes et celui des charges mobiles, ainsi que leurs concentrations. Nous allons utiliser pour cela, les mesures $C-V_g$ sous des contraintes de tension et de température.

Notre étude sera détaillée sur la structure MO.4 et toutes les équations seront écrites en respectant le signe des charges mobiles et des charges fixes de cette structure. A titre comparatif, nous donnerons aussi les résultats finaux de la même étude sur la structure RF.10.

4.2. PROCEDURE EXPERIMENTALE

Les résultats expérimentaux sur lesquels on va fonder notre analyse concernant la structure MO.4, sont ceux illustrés par la figure 4.3 du chapitre (4). Nous nous intéresserons particulièrement à la courbe (2) que nous avons reproduit sur la figure 5.22 de ce paragraphe (retour du cycle $C-V_g$ à 80K mesuré après une contrainte de -5V pendant 15 mn à 300K). Nous représentons sur la même figure la caractéristique $C-V_g$ courbe (3) mesurée à 80K sur la structure MO.4 initialement soumise à une contrainte de tension positive $V_g = +3$ V, pendant 15 mn à 300K. A titre comparatif, nous avons aussi représenté la courbe $C-V_g$ idéale (courbe(i)) calculée avec $N_D = 3.7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et décalée horizontalement de $\Delta V_g = \phi_{ms} - Q_{it}(\text{tot})/C_i = (0.4+1.8)V$, avec $\phi_{ms} = 0.4V$ et $Q_{it}(\text{tot})/C_i = 1.8V$ (voir paragraphe 3.2.2). Les résultats correspondants, relatif à la structure RF.10 sont représentés sur la figure 5.23.

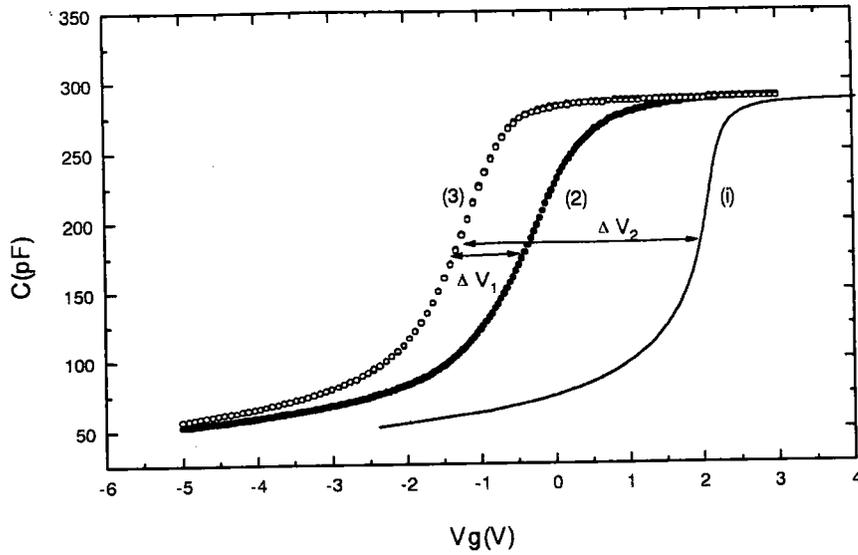


Figure 5.22 Courbe (2): retour du cycle $C-V_g$ enregistrée à 80 K sur la structure MO.4 initialement soumise à une contrainte $V_g^- = -5V$ et $T = 300K$ pendant 15 mn.
 Courbe (3): caractéristique $C-V_g$ enregistrée à 80 K après avoir soumis la structure à une contrainte $V_g^+ = +3V$ et $T = 300K$ pendant 15 mn.
 Courbe (i): $C-V_g$ idéal décalé horizontalement de $\Delta V_g = \phi_{ms} - Q_{it}(tot)/C_i = (0.4 + 1.8) V$.

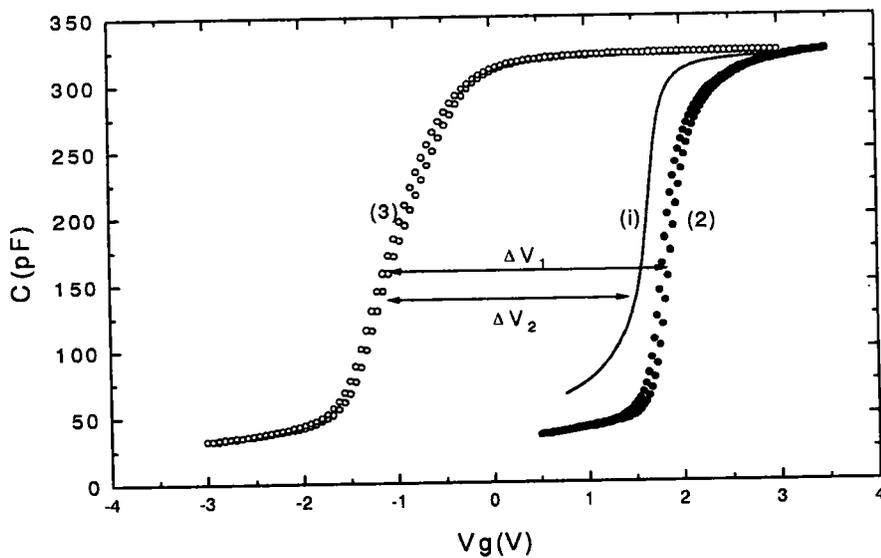


Figure 5.23 Courbe (2): retour du cycle $C-V_g$ enregistré à 80 K sur la structure RF.10 initialement soumise à une contrainte $V_g^- = -3.5V$ et $T = 300K$ pendant 15 mn.
 Courbe (3): caractéristique $C-V_g$ enregistrée à 80 K après avoir soumis la structure à une contrainte $V_g^+ = +3.5 V$ et $T = 300K$ pendant 15 mn.
 Courbe (i): $C-V_g$ idéal décalé horizontalement de $\Delta V_g = \phi_{ms} - Q_{it}(tot)/C_i = (0.4 + 1.3) V$.

4.3. PIEGEAGE DANS L'ISOLANT

Avant l'enregistrement de la courbe (2), le balayage croissant de la tension à 80K, qui remplit les états d'interface, ne remplit pas les pièges dans l'isolant, à cause de la basse température. En effet, le phénomène de piégeage dans l'isolant se fait généralement par effet tunnel assisté thermiquement. Il est donc négligeable à 80 K [Okamura-80]. Le scénario est différent pour la courbe (3) où le remplissage des états d'interface qui se fait par la contrainte de tension V_g^+ à 300K, s'accompagnera forcément par le remplissage des pièges dans l'isolant s'ils existent. Le sens du déplacement de la courbe (3) par rapport à la courbe (2) prouve que l'effet du piégeage dans l'isolant est négligeable devant celui des charges mobiles. En effet, la présence d'une charge négative Q_{is} dans l'isolant aurait entraîné un déplacement de la courbe (3) vers les tensions positives par rapport à la courbe (2) qui est enregistrée avec une charge Q_{is} pratiquement nulle. D'après les résultats de la figure 5.22, on remarque le contraire. Ce qui prouve que le mécanisme de piégeage dans l'isolant est négligeable. Ceci nous permet de faire l'approximation $Q_{is} = 0$. La formule (5.15) s'écrit dans ces conditions sous la forme suivante:

$$V_g = \Phi_{ms} + \psi_s - \frac{Q_{it}(\psi_s)}{C_i} - \frac{Q_s(\psi_s)}{C_i} - \frac{X_f}{\epsilon_i} Q_f - \frac{X_m}{\epsilon_i} Q_m \quad (5.16)$$

4.4. CHARGES MOBILES DANS L'ISOLANT.

4.4.1. Signe des charges mobiles

L'une des principales limitations de la méthode BTS classique, quand on l'utilise pour étudier les charges mobiles dans l'isolant, est qu'elle ne donne aucune information sur la nature chimique ni le signe de ces dernières. Dans ce paragraphe, nous montrerons qu'une interprétation plus poussée des résultats de la méthode BTS modifiée, nous permet de connaître le signe des charges mobiles dans l'isolant.

On va d'abord considérer les courbes (2) et (3) de la figure (5.22). Si on superpose ces deux courbes (figure (5.24)), on remarque que la pente de la courbe (3) est sensiblement plus élevée que celle de la courbe (2). La pente plus faible de la courbe (2) peut être expliquée par une distribution non uniforme de charges [Koukab-97-a] due à une accumulation des charges mobiles près de l'interface BN/InP lors de son enregistrement. Ce sont les charges négatives qui sont accumulées par la contrainte négative ($V_g^- = -5$ V) près de l'interface lors de l'enregistrement de la courbe (2). On peut donc affirmer que la majorité des charges mobiles dans notre isolant est négative.

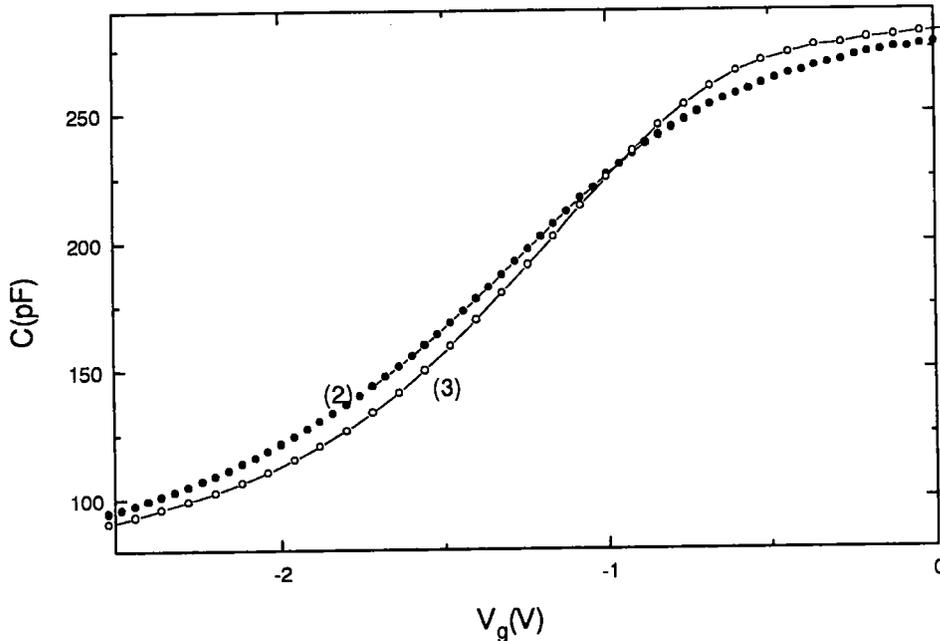


Figure 5.24 Superposition de la courbe (2) et de la courbe (3) de la figure (5.22).

Une pente plus faible peut aussi provenir de l'émission des états d'interface. Néanmoins, il n'y a que les états d'interface peu profonds ($E_c - E < 0.17$ eV) qui émettent à 80K. Leur influence doit donc être faible et identique sur la pente des deux courbes. Si le signe des charges mobiles était positif, c'est la courbe (3) qui aurait été influencée par la distribution non uniforme de charge et présenterait une pente plus faible.

Il faut noter aussi que si la charge piégée dans l'isolant était importante et si elle était distribuée d'une manière non uniforme, c'est la courbe (3) qui aurait eu une pente plus

faible. Ceci confirme notre déduction dans le paragraphe précédent sur la faiblesse du mécanisme de piégeage dans l'isolant de notre structure.

Nous rappelons que notre conclusion sur l'existence d'une charge non uniforme près de l'interface BN/InP pendant l'enregistrement de la courbe (2) est corroborée par les calculs du profil de dopage dans le paragraphe (5.1) du chapitre (4). Dans ce chapitre, on a montré que le profil calculé à partir de la courbe (3) est plus précis que celui calculé à partir de la courbe (2). Ceci est dû à la distorsion de la courbe (2) causée par l'accumulation des charges mobiles près de l'interface BN/InP.

Une fois le signe des charges mobiles précisé, on peut écrire les expressions V_g de la tension de grille dans chaque cas:

Pour la courbe (2), les charges mobiles étant localisées à l'interface BN/InP, leur barycentre X_m serait proche de L (épaisseur de l'isolant). V_{g2} s'écrit alors d'après (5.16):

$$V_{g2} = \Phi_{ms} + \psi_s - \frac{Q_{it}(tot)}{C_i} - \frac{Q_s(\psi_s)}{C_i} - \frac{X_f}{\epsilon_i} Q_f - \frac{Q_m}{C_i} \quad (5.17)$$

Dans la courbe (3) par contre, les charges mobiles sont localisées à l'interface Au/InP. Leur barycentre X_m serait pratiquement égal à zéro; V_{g3} s'écrit alors:

$$V_{g3} = \Phi_{ms} + \psi_s - \frac{Q_{it}(tot)}{C_i} - \frac{Q_s(\psi_s)}{C_i} - \frac{X_f}{\epsilon_i} Q_f \quad (5.18)$$

La courbe (i) est une courbe idéale pour laquelle on ne tient compte d'aucun type de charges dans l'isolant. Sur la figure (5.22) nous l'avons déplacée horizontalement d'un facteur de $\Phi_{ms} + Q_{it}(tot)/C_i$. Sa tension V_{gi} s'écrit alors dans ce cas:

$$V_{gi} = \Phi_{ms} + \psi_s - \frac{Q_{it}(tot)}{C_i} - \frac{Q_s(\psi_s)}{C_i} \quad (5.19)$$

On peut noter aussi que les valeurs des paramètres ψ_s et Q_s seront les mêmes dans chacune des équations (5.17), (5.18) et (5.19), si les tensions V_{g2} , V_{g3} et V_{gi} correspondent à la même valeur de la capacité.

4.4.2. Concentration des charges mobiles

L'écart (ΔV_1) entre la courbe (2) et la courbe (3) est principalement dû aux charges mobiles dans l'isolant. En effet, si on fait la différence entre V_{g2} (équation (5.17) et V_{g3} (équation (5.18)) on trouve:

$$\Delta V_1 = (V_{g3} - V_{g2}) = \frac{Q_m}{C_i} = -\frac{N_m q}{C_i} \quad (5.20)$$

L'écart (ΔV_1) relevé sur la figure (5.22) est de 0.9 V, ce qui correspond à une densité de charges mobiles pour la structure MO.4: $N_m = 2.6 \times 10^{11}$ charges /cm².

Pour la structure RF.10, le signe des charges mobiles est positifs, l'écart (ΔV_1) est de -3V et leur concentration est d'environ 9.7×10^{11} charges /cm².

4.5. CHARGES FIXES DANS L'ISOLANT.

4.5.1. Signe des charges fixes

Pendant l'enregistrement de la courbe (3), les charges mobiles étaient gelées près de l'interface Au/BN de la structure MO.4 par la contrainte V_g^+ . Elles n'ont donc pas contribué à son déplacement par rapport à la courbe idéale. Le déplacement de la courbe (3) par rapport à la courbe (i) est principalement dû aux charges fixes dans l'isolant. Ce déplacement se faisant vers les tensions négatives, l'isolant de la structure étudiée est contaminé par des charges fixes de signe positif.

4.5.2. Concentration des charges fixes

A partir de l'écart (ΔV_2) entre la courbe (3) et la courbe (i), on peut calculer la concentration des charges fixes dans l'isolant de la structure MO.4. En effet, la différence entre V_{g3} (équation (5.18)) et V_{gi} (équation (5.19)) donne:

$$\Delta V_2 = (V_{gi} - V_{g3}) = \frac{Q_f X_f}{\epsilon_i} = \frac{N_f X_f q}{\epsilon_i} \quad (5.21)$$

D'après les résultats de la figure (5.22), V_{g3} est inférieur à V_{gi} et donc Q_f est positive.

Si on suppose que les charges fixes sont réparties près de l'interface BN/InP (c.à.d $X_f = L$), notre échantillon MO.4 présentera une densité de charges fixes: $N_f = 9 \times 10^{11}$ charges / cm^2 .

Pour la structure RF.10, le signe des charges fixes est négatif. Leur concentration, si l'on suppose qu'elles sont réparties près du semiconducteur, serait d'environ $N_f = 1.2 \times 10^{11}$ charges / cm^2 .

5. CONCLUSION

Des mesures C- V_g à différentes fréquences et à différentes températures ont été réalisées sur des structures MIS-InP présentant des interfaces de qualités différentes. Nous avons montré par une étude comparative entre ces différentes structures, que les états d'interface localisés près de la bande de conduction jouent un rôle majeur dans le phénomène de la dispersion fréquentielle de la capacité en accumulation.

Un examen des caractéristiques C- V_g mesurées sous des contraintes de tension et de température, nous a permis de séparer l'effet des charges mobiles dans l'isolant et celui des charges piégées à l'interface. Les déplacements des courbes C- V_g indiquent une concentration des états d'interface d'environ $4,3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ pour la structure MO.4 et 5×10^{11}

cm^{-2} pour la structure RF.10. Ces valeurs sont en accord avec les résultats donnés par la DLTS et par la méthode BTS modifiée pour ces mêmes structures.

Enfin, nous avons montré, qu'à l'aide d'une analyse approfondie des mesures $C-V_g$, on peut déterminer aussi bien le signe des charges fixes que celui des charges mobiles qui contaminent l'isolant, ainsi que leurs concentrations.

CHAPITRE VI

**NOUVELLE METHODE DE DETERMINATION DU PROFIL
DE DOPAGE AU VOISINAGE DE LA SURFACE DU
SEMICONDUCTEUR**

1. INTRODUCTION.....	110
2. CARACTERISTIQUES DES COMPOSANTS SIMULES.....	111
2.1. PRESENTATION DU LOGICIEL PISCES.....	111
2.2. CONSTRUCTION DES STRUCTURES.....	113
2.3. SIMULATION DES CARACTERISTIQUES $C-V_g$	114
3. PRINCIPES ET LIMITATIONS DE LA METHODE CAPACITIVE USUELLE.....	115
3.1. APPROXIMATION DE DESERTION TOTALE (ADT).....	116
3.2. CORRECTION DE KENNEDY ET AL.....	118
3.3. CORRECTION DE ZIEGLER ET AL.....	119
3.4. METHODE PROPOSEE PAR INIEWSKI ET JAKUBOWSKI.....	120
4. METHODE PROPOSEE.....	126
4.1. MODELISATION THEORIQUE.....	127
4.2. RESULTATS ET INTERPRETATION.....	134
5. CALCUL DE LA CAPACITE DE L'ISOLANT.....	137
6. CONCLUSION.....	142

NOUVELLE METHODE DE DETERMINATION DU PROFIL DE DOPAGE AU VOISINAGE DE LA SURFACE DU SEMICONDUCTEUR.

1. INTRODUCTION.

Dans le chapitre (4), nous avons exposé une procédure mise au point pour améliorer la détermination du profil de dopage près de l'interface en évitant l'erreur due aux états d'interface [Koukab-97-a]. Il reste néanmoins une zone qui s'étend sur quelques longueurs de Debye à partir de l'interface où le profil reste inconnu. Ceci est dû au fait que l'approximation de désertion totale (ADT) n'est plus justifiée dans cette zone. La connaissance du dopage dans cette région a pourtant une importance particulière dans le cas de nos structures Au/BN/InP. En effet, c'est là que la concentration de dopage peut éventuellement subir des modifications dues au traitement de la surface du semiconducteur et au dépôt du diélectrique [Nguyen-93] [Nicollian-82]. Outre ces variations involontaires, on réalise souvent dans la technologie MOS des profils de dopage à fort gradient près de l'interface afin d'ajuster la tension seuil V_S et de limiter la tension de claquage V_{BD} [Moragues-94][Chu-96].

Il s'ajoute à cela, la tendance actuelle à la miniaturisation des dispositifs et à l'intégration planar. Or, il est déjà établi que la sensibilité des MOSFET aux faibles variations du profil de dopage augmente au fur et à mesure que leurs dimensions diminuent [Brews-96]. Aussi a-t-on de plus en plus besoin d'augmenter la précision des méthodes de mesure et de caractérisation de ces composants. En particulier, la détermination du profil de dopage à proximité de l'interface se révèle être d'une importance fondamentale. Elle est par exemple nécessaire dans le calcul de la tension de bande plate V_{FB} , la tension "mid-gap" V_{MG} et la tension seuil V_S [Moragues-94]. Les valeurs de ces tensions nous permettent d'évaluer la densité de charges à l'interface et dans l'isolant et donc d'apprécier la qualité

du composant ou son niveau de détérioration quand il est soumis par exemple à des injections de porteurs chauds ou à des irradiations [Krisch-91] [Blampain-97].

Notre motivation dans ce chapitre est d'étudier de plus près, d'une manière théorique la limitation de l'ADT. Nous développerons ainsi une méthode qui permettra d'estimer la concentration des impuretés dopantes à l'interface isolant-semiconducteur, et par suite la tension de bande plate.

La première partie de notre travail consiste à simuler quelques structures MIS avec des profils bien déterminés en utilisant le logiciel PISCES de SILVACO [Pinto-84]. On a choisi par commodité de traiter seulement des structures MOS Si-SiO₂ dépourvues d'états d'interface et présentant différents profils de dopage. Ceci nous permettra d'isoler le problème de la limitation de l'ADT. Après, nous avons modélisé par le même logiciel les caractéristiques C-V_g de chaque structure. Ce sont ces caractéristiques qui nous serviront de support pour appliquer notre procédure et remonter au profil de dopage des structures.

Les profils de dopage étant bien connus dès le début, cette méthodologie utilisant la simulation nous permettra d'évaluer précisément les erreurs commises dans les résultats de notre méthode. Nous pouvons aussi tester son efficacité pour différentes formes de profils de dopage.

Le dernier paragraphe sera consacré au développement d'une nouvelle procédure permettant la détermination de la capacité de l'isolant C_i des structures MOS dont l'isolant est très mince telle que les MOS submicroniques. En fait, nous montrerons comment on peut déterminer C_i à partir de la caractéristique C-V_g mesurée entre le régime de bande plate et celui de la faible accumulation. On évitera ainsi l'utilisation de la forte accumulation où plusieurs phénomènes interviennent, surtout dans les MOS submicroniques rendant la détermination de la capacité de l'isolant très délicate (risque du claquage de l'isolant, phénomènes quantiques, déplétion du polysilicium ...).

2. CARACTERISTIQUES DES COMPOSANTS SIMULES.

2.1. PRESENTATION DU LOGICIEL PISCES

La première partie de notre travail a été réalisée sur ATLAS II version PISCES de SILVACO [Pinto-84]. Ce programme de modélisation 2-D simule le fonctionnement interne

de tous les dispositifs semiconducteurs à base de Silicium, MOSFETs, SOI-MOSFETs, CCDs, IGBTs, etc... Cette version fonctionne comme une partie intégrante d'un ensemble de logiciels SILVACO qui permettent de couvrir toutes les étapes de la conception d'un dispositif électronique depuis sa fabrication jusqu'à la détermination de ses performances dans un circuit électrique.

Les outils de simulation proprement dits sont classés en quatre catégories:

ATHENA: Simulation des procédés technologiques de fabrication.

ATLAS : Simulation du comportement électrique du dispositif.

UTMOS : Extraction de paramètres à partir des caractéristiques électriques, mesurées ou simulées, pour SPICE.

SMART-SPICE: Simulation de circuits électriques (SPICE).

Notre recours à la simulation étant motivé par le but précis de valider la procédure de détermination de N_s , notre attention était plus particulièrement concentrée sur la simulation du comportement électrique des dispositifs.

La structure du dispositif à simuler peut être complètement arbitraire. Une fois celle-ci réalisée, elle est découpée en éléments finis, formant ainsi ce qu'on appelle un maillage. Le potentiel électrostatique et les concentrations de porteurs en fonction de l'espace et du temps sont alors calculés à chaque noeud par une résolution numérique (méthodes de Newton ou Gummel) des équations de Poisson et de continuité [Silvaco-96]. Ceci permet après, de calculer les distributions internes des paramètres physiques et prédire le comportement électrique des dispositifs en régime permanent ou transitoire. PISCES peut donc :

- * simuler la distribution des potentiels, des champs électriques, des porteurs et des courants;
- * modéliser les courbes $I-V_g$ et $C-V_g$, les réponses en alternatif et les caractéristiques en régime transitoire;
- * optimiser les paramètres électriques du dispositif en ajustant les paramètres process;
- * extraire les paramètres SPICE du dispositif.

Les profils du dopage du dispositif peuvent être réalisés en utilisant des fonctions analytiques, des résultats expérimentaux stockés dans des bases de données ou des logiciels de simulation des procédés de fabrication, type **SUPREM**.

Les outils interactifs qu'on utilise en parallèle avec les outils de simulation ainsi que leurs fonctions sont représentés si dessous:

Dev Edit : éditeur de structure et outil de maillage permettant de générer ou modifier la structure du dispositif à simuler.

Deck Build : environnement de développement et d'exécution pour tous les simulateurs SILVACO.

Tony Plot : outil de visualisation des structures et de leurs caractéristiques électriques.

Optimizer : outil d'optimisation pour la calibration des simulateurs de process et dispositifs.

2.2. CONSTRUCTION DES STRUCTURES

La construction de la structure consiste en trois étapes: définition des régions et des matériaux les constituant, définition des électrodes et définition des dopages.

Dans un premier temps nous allons définir deux régions rectangulaires (région 1 et région 2), superposées qui constitueront la coupe à deux dimensions (2D) de notre structure MOS. La région 1 sera définie comme un matériau de type silicium et la région 2 comme de l'oxyde (SiO_2). La structure totale à trois dimensions est obtenue par révolution cylindrique de la structure 2D autour de l'axe Δ constituant l'un de ces deux bords. La révolution est réalisée en utilisant l'option de symétrie cylindrique disponible dans le simulateur **ATLAS**.

La définition des électrodes nous permettra de réaliser le contact grille et le contact ohmique. La grille d'un rayon de $12 \mu\text{m}$ est placée au-dessus de l'oxyde. Le contact ohmique, quant à lui, s'étend sur toute la surface inférieure du semiconducteur.

Enfin, la même structure sera reproduite avec deux dopages différents. Les profils définis pour ces deux structures (1 et 2) sont représentés par la figure (6.1). Pour la structure (1) nous avons choisi un profil variant sous une forme gaussienne de $1.1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (à $W=0$) à $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (à $W \approx 0.35 \mu\text{m}$), puis devenant constant dans le volume du semiconducteur. On a adopté la même forme du profil pour la structure (2) sauf que la partie non-uniforme s'étend un peu plus loin dans le semiconducteur (jusqu'à $W \approx 0.45 \mu\text{m}$). Les deux profils de

dopage choisis ici, représentent les formes typiques qu'on obtient généralement quand on dope les semiconducteurs par implantation ionique avec des énergies plus ou moins grandes [Moragues-94],[Gillivary-88].

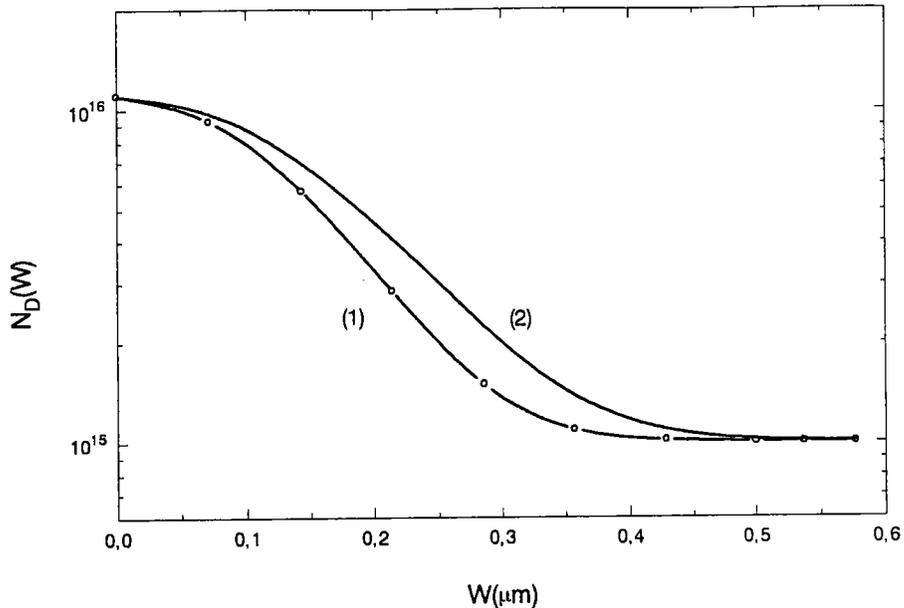


Figure 6.1: Profils de dopage choisis lors de la simulation de nos deux structures (1 et 2) par PISCES.

2.3. SIMULATION DES CARACTERISTIQUES C- V_g

Avant de commencer la simulation des caractéristiques, il faut d'abord réalisé le maillage convenable à chaque structure. En effet la précision des résultats obtenus avec la simulation est fonction du nombre et de la distribution des noeuds. En particulier, le maillage doit être plus fin dans les régions où le profil de dopage varie fortement et à proximité des interfaces entre les différentes régions. Un outil de maillage, **Meshbuild**, incorporé dans le logiciel **DevEdit** permet , après avoir initialisé quelques paramètres, de réaliser de manière automatique un maillage variable s'adaptant à la structure et à son dopage.

Une fois le maillage optimisé, les évolutions de la capacité en haute fréquence (1MHz) de chaque structure en fonction de la tension appliquée sont analysées à l'aide de l'outil **DeckBuild**. Les caractéristiques C- V_g à 300 K des deux structures sont illustrées par la figure (6.2).

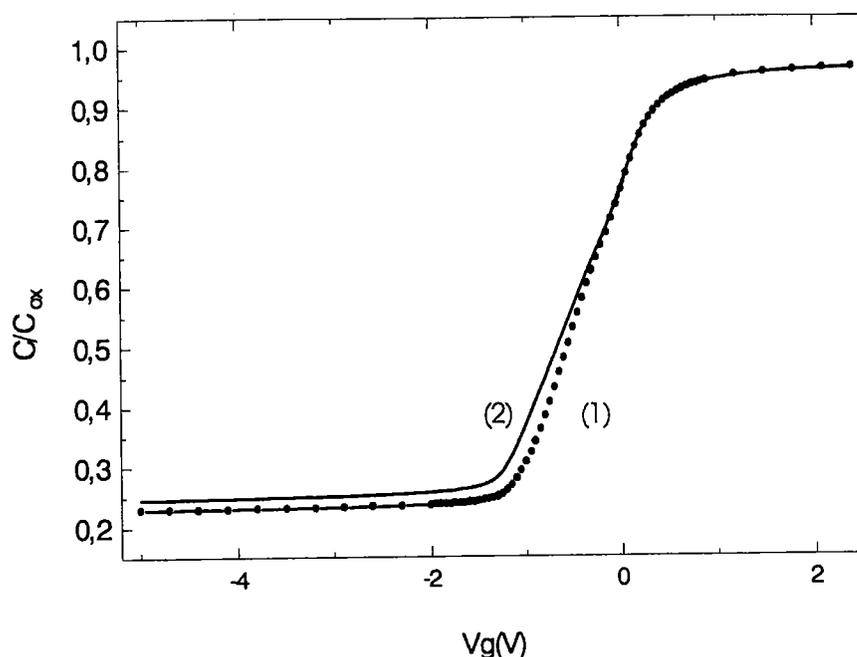


Figure 6.2: Caractéristiques $C-V_g$ simulées pour les deux structures (1) et (2).

3. PRINCIPES ET LIMITATIONS DE LA METHODE CAPACITIVE USUELLE.

La technique de la détermination du profil de dopage à partir des mesures de $C-V_g$ est basée sur le fait que la largeur de la ZCE du semiconducteur dépend de la tension inverse appliquée.

On peut distinguer dans la littérature quatre étapes d'évolution de cette méthode. Ces dernières se basent sur :

L'approximation de désertion totale (ADT) [Gelder-71].

L'approximation de désertion totale corrigée par Kennedy et al [Kennedy-69].

L'approximation de désertion totale corrigée par Ziegler et al [Ziegler-75].

Méthode proposée par Iniewski et Jakubovski [Iniewski-86].

3.1. APPROXIMATION DE DESERTION TOTALE (ADT).

L'approximation de désertion totale (ADT) consiste à supposer que la charge dans la région déplétée est uniquement constituée de la charge des atomes accepteurs (ou donneurs) ionisés. En particulier, elle suppose que la distribution des porteurs libres présente une transition abrupte entre la zone de charge déplétée où ils sont nuls ($n = p = 0$) et la zone neutre du semiconducteur.

Dans le cadre de cette hypothèse, la densité des impuretés dopantes $N_{ADT}(W)$ à une distance W dans le semiconducteur est liée à la pente de la courbe $1/C_m^2 = f(V_g)$ par la relation suivante [Gelder-71] :

$$N_{ADT}(W) = \pm 2 \left[q \varepsilon_s \frac{d\left(\frac{1}{C_m^2}\right)}{dV_g} \right]^{-1} \quad (6.1)$$

Et

$$W = \frac{\varepsilon_s}{C_{sc}} \quad (6.2)$$

Où ε_s est la permittivité électrique du semiconducteur, V_g la tension appliquée à la grille, C_m est la capacité mesurée, C_{sc} est la capacité du semiconducteur.

Le signe '-' est relatif à un substrat de type (n) et le signe '+' à un substrat de type (p).

L'hypothèse sur laquelle on s'est basée pour écrire l'équation (6.1), n'est pas valide au bord de la zone déplétée. En effet la transition de la ZCE vers le zone neutre du semiconducteur n'est pas abrupte, mais elle s'étend sur une distance comparable à quelques longueurs de Debye L_D , où L_D s'écrit:

$$L_D = \left[\frac{kT \varepsilon_s}{q^2 N} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6.3)$$

k est la constante de Boltzmann et T est la température absolue.

La validité de cette approximation diminue au fur et à mesure qu'on s'approche de l'interface [Ziegler-75]. En effet, pour des valeurs élevées de W , la charge totale des atomes ionisés est beaucoup plus grande que la charge constituée par les porteurs libres dans la zone considérée; dans ces conditions l'ADT est valide. Par contre pour des faibles valeurs de W (comparable à L_D) donc près de l'interface, la charge due aux porteurs libres est de moins en moins négligeable et l'ADT n'est plus justifiée. On estime en général que l'équation (6.1) n'est valable que pour $W > 2L_D$ [Nicollian-82].

Le profil de dopage déterminé par application de l'équation (6.1) à la caractéristique $C-V_g$ de l'échantillon (1) à 300 K est représenté sur la Figure (6.3) en trait continu. A titre de comparaison, on a représenté sur la même figure en traits discontinus le vrai profil de dopage (imposé lors de la simulation). Cette figure montre bien que le profil de dopage déterminé à partir de l'équation (6.1) s'écarte des vraies valeurs de la concentration des atomes dopants sur toute la partie où cette dernière n'est pas uniforme. On note aussi une augmentation de cet écart au fur et à mesure qu'on s'approche de l'interface.

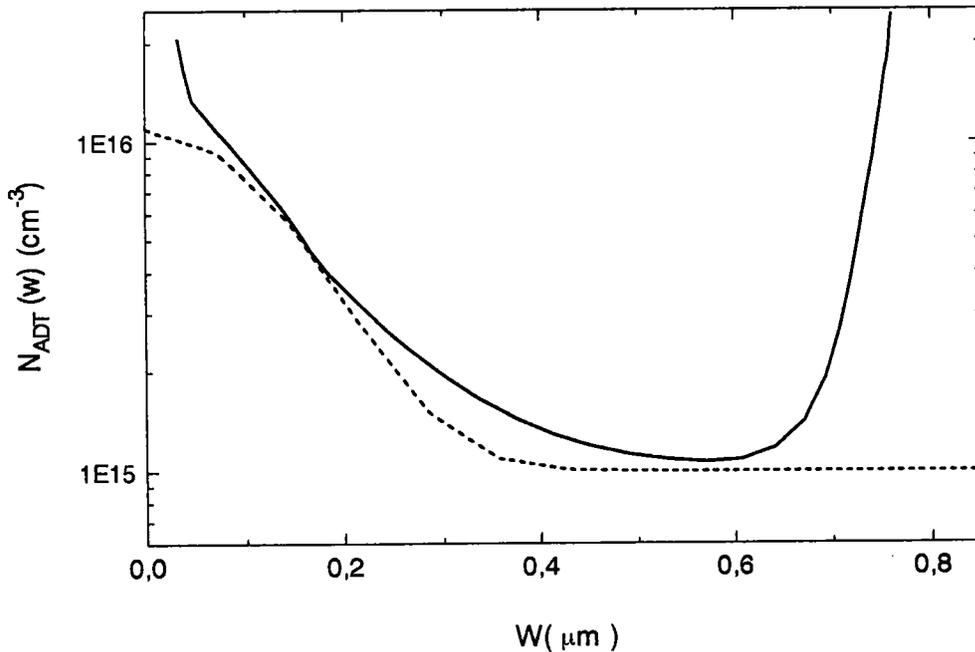


Figure 6.3 Profil de dopage déterminé par application de l'équation (6.1) à la caractéristique $C-V_g$ simulée de la structure (1) (—). A titre comparatif, le profil de dopage imposé par simulation est représenté sur la même figure (- - -).

3.2. CORRECTION DE KENNEDY et AL

Les profils obtenus par implantation présentent en général des régions où la densité des impuretés dopantes peut varier considérablement sur une distance de l'ordre de la longueur de Debye. Dans ces régions, le profil donné par l'équation (6.1) n'est qu'une moyenne du vrai profil de dopage autour de cette distance [Bartelink-80], [Wilson- 80]. Ceci explique l'écart entre la courbe en trait continu et le profil de dopage simulé, dans la partie où ce dernier n'est pas uniforme (figure (6.3)). La raison de cette limitation est qu'à partir de l'équation (6.1), on détermine en fait la densité des porteurs majoritaires au bord de la zone déplétée, et non la densité des atomes de dopage. C'est le mouvement des porteurs majoritaires qui dicte les variations de la capacité de la structure. La distribution des porteurs libres au bord de la ZCE présente une transition qui s'étend sur quelques longueurs de Debye. Par conséquent, la résolution de la méthode ne permet pas de déterminer correctement des variations du profil de dopage qui se font sur une distance comparable à L_D .

En tenant compte du fait que le profil déduit par l'ADT correspond plus à la distribution des porteurs majoritaires qu'au profil des atomes dopants, Kennedy et O'Brien [Kennedy-69] ont donné l'équation du profil de dopage corrigé ($N_c(W)$) suivante.

$$N_c(W) = N_{ADT}(W) - \frac{kT \epsilon_s}{q^2} \frac{d}{dW} \left(\frac{1}{N_{ADT}(W)} \frac{dN_{ADT}(W)}{dW} \right) \quad (6.4)$$

Nous avons testé la validité de la correction de Kennedy et al en utilisant l'échantillon (1). Le résultat est illustré par la figure (6.4). Les croix (x x x) sur cette figure, correspondent au dopage N_c calculé et la courbe en traits discontinus correspond au vrai profil de dopage imposé lors de la simulation. On peut apprécier sur cette figure l'efficacité de la correction de Kennedy et al, en particulier la nette amélioration obtenue dans la région à fort gradient de concentration de dopage. Toutefois la correction de Kennedy et al ne permet pas plus d'estimer le profil de dopage dans la région à proximité de l'interface ($W \leq 2L_D$).

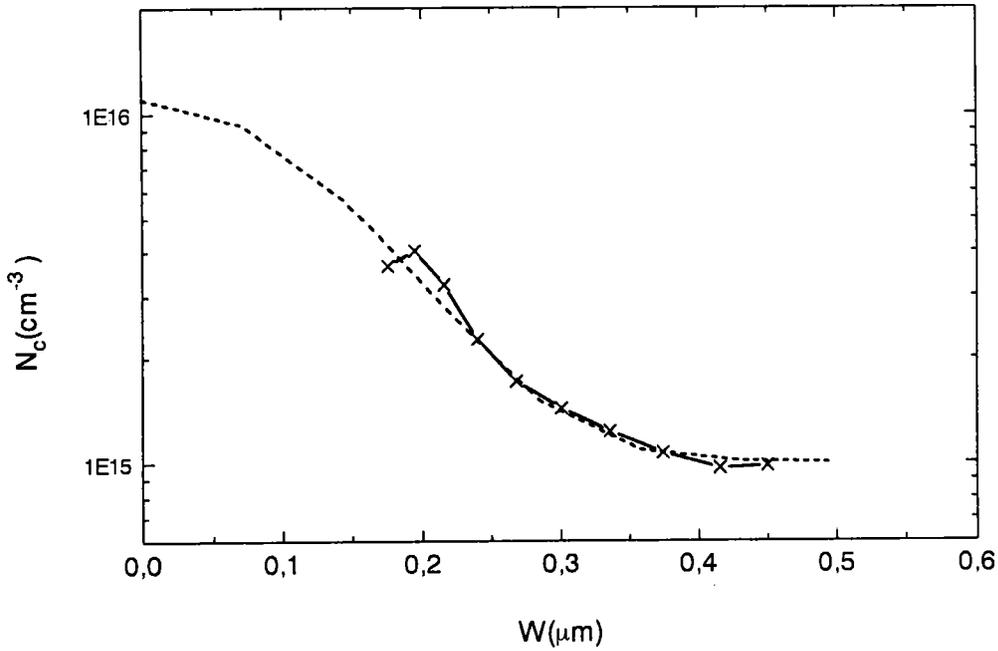


Figure 6.4 Profil de dopage obtenu en corrigeant les résultats de l'ADT de la structure (1) par l'équation (6.4) (xxxx). Le vrai profil de dopage de la structure est représenté aussi(- - -).

3.3. CORRECTION DE ZIEGLER ET AL

Ziegler et al [Ziegler-75] ont évalué analytiquement les expressions de $N(W)$ et de W en tenant compte des porteurs majoritaires dans la zone de charge d'espace. Contrairement aux méthodes précédentes leur technique ne présente pas de limitation près de l'interface

Nous reportons ci-dessous les expressions finales auxquelles ont abouti ces auteurs et la procédure d'utilisation de ces expressions afin de déterminer le profil de dopage que nous notons $N_z(W)$.

$$N_z(W) = \pm \frac{2}{\epsilon_s q} \left[\frac{d}{dV_g} \left(\frac{1}{C_m^2} \right) \right]^{-1} g_2 \left(\frac{W}{\lambda} \right) \quad (6.5)$$

$$g_1 \left(\frac{W}{\lambda} \right) = \pm \frac{kT}{q} \frac{C_m^2}{\left(1 - \frac{C_m}{C_i} \right)^2} \frac{d}{dV_g} \left(\frac{1}{C_m^2} \right) \quad (6.6)$$

Avec $\lambda = L_D \sqrt{2}$.

Le signe "-" est relatif aux semiconducteurs de type (n) et le signe "+" aux semiconducteurs de type (p). Les fonctions g_1 et g_2 sont données par:

$$g_1\left(\frac{W}{\lambda}\right) = -2 \frac{g\left(\frac{W}{\lambda}\right)}{1 - g\left(\frac{W}{\lambda}\right)} + \frac{1 - g\left(\frac{W}{\lambda}\right)}{\left(\frac{W}{\lambda}\right)^2} \quad (6.7)$$

$$g_2\left(\frac{W}{\lambda}\right) = \frac{1}{1 - g\left(\frac{W}{\lambda}\right)} \left\{ 1 - 2 \left(\frac{W}{\lambda}\right)^2 \frac{g\left(\frac{W}{\lambda}\right)}{1 - g\left(\frac{W}{\lambda}\right)} \right\} \quad (6.8)$$

La fonction g est définie par la relation:

$$\frac{W}{\lambda} = (g - \text{Ln}(g) - 1)^{\frac{1}{2}} \quad (6.9)$$

Pour déterminer $N(W)$, on procède de la façon suivante:

On détermine d'abord à partir des caractéristiques C- V_g la valeur de C_i et de dC_m/dV_g pour une valeur de V_g . La valeur de g_1 est alors obtenue en utilisant l'équation (6.6). L'équation (6.7) nous permet ensuite d'avoir la valeur de g . L'équation (6.8) nous fournit alors g_2 qu'on introduit dans l'équation (6.5) pour calculer la valeur de $N_z(W)$; quant à la valeur de W/λ , elle est obtenue à l'aide de l'équation (6.9).

Il faut noter toutefois que cette technique n'est valable que pour les dopages uniformes. Ceci a été noté par Bartelink [Bartelink-79] qui a montré que dans le cas des structures à dopage non-uniforme, la correction de Ziegler et al donne la moyenne du dopage sur toute la région déplétée au lieu du dopage en fin de la zone déplétée. Les limites de cette méthode ont été aussi illustrées par Zencirci [Zencirci-87].

3.4. METHODE PROPOSEE PAR INIEWSKI ET JAKUBOWSKI

Iniewski et al [Iniewski-85] ont proposé une méthode pour déterminer la valeur de N_s (densité des atomes de dopage à la surface du semiconducteur ($W=0$)). Leur procédure

consiste à ajuster entre l'accumulation et le régime de bandes plates, la courbe $C-V_g$ théorique à la caractéristique $C-V_g$ mesurée, en supposant que dans cette région étroite le dopage est uniforme ($N_D = N_s$) et en négligeant la présence d'états d'interface. Le principe de leur méthode est exposé ci-dessous:

On considère d'abord l'équation théorique de la capacité du semiconducteur (ici de type p) en fonction du potentiel de surface normalisé ($u_s = q\psi_s/kT$) dans le cas d'un dopage uniforme [Sze-69]:

$$C_{sc} = \frac{C_{scFB}}{\sqrt{2}} \frac{|1 - e^{-u_s}|}{(e^{-u_s} + u_s - 1)^{\frac{1}{2}}} \quad (6.10)$$

où C_{scFB} est la capacité du semiconducteur en régime de bandes plates.

La capacité du semiconducteur C_{sc} est liée à la capacité totale C de la structure dans le cas du régime haute fréquence par la relation:

$$C_{sc} = \frac{C_i C}{C_i - C} \quad (6.11)$$

En particulier, lorsque $C = 0,9C_i$, les équations (6.10) et (6.11) conduisent à la relation suivante:

$$C_{sc0,9} = 9C_i = \frac{C_{scFB}}{\sqrt{2}} \frac{|1 - e^{-u_{s0,9}}|}{(e^{-u_{s0,9}} + u_{s0,9} - 1)^{\frac{1}{2}}} \quad (6.12)$$

que l'on peut mettre sous la forme:

$$\frac{C_{scFB}}{C_i} - \frac{9\sqrt{2} \left(e^{-u_{s0,9}} + u_{s0,9} - 1 \right)^{\frac{1}{2}}}{\left| 1 - e^{-u_{s0,9}} \right|} = 0 \quad (6.13)$$

D'autre part, si on considère la relation qui lie V_g au potentiel de surface u_s [Sze-69], on peut écrire $V_{g0,9}$ en fonction de $u_{s0,9}$ sous la forme:

$$\Delta V_{0,9} = V_{FB} - V_{g0,9} = -\frac{kT}{q} \left[u_{s0,9} + \text{signe}(u_{s0,9}) \frac{C_{scFB}}{C_i} \left(2 \left(e^{-u_{s0,9}} + u_{s0,9} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \right) \right] \quad (6.14)$$

Dans cette expression, on a négligé le terme $\Delta Q_{it}/C_i$ relatif au changement de la charge dans les états d'interface entre V_{FB} et $V_{g0,9}$.

Iniewski et al [Iniewski-85] ont calculé $\Delta V_{0,9}$ pour différentes valeurs de C_{scFB}/C_i , à l'aide des équations (6.13) et (6.14), et ont constaté que les résultats obtenus peuvent être approximés par une droite d'équation:

$$\Delta V_{0,9} = V_{FB} - V_{g0,9} = \left(25.6 - 2.77 \frac{C_{scFB}}{C_i} \right) \frac{kT}{q} \quad (6.15)$$

Dans le cas d'un semiconducteur de type n, la relation correspondante devient:

$$\Delta V_{0,9} = V_{FB} - V_{g0,9} = \left(-25.6 + 2.77 \frac{C_{scFB}}{C_i} \right) \frac{kT}{q} \quad (6.16)$$

La validité de cette relation dans le cas d'un semiconducteur de type (n) est confirmée par les résultats reportés sur la figure (6.5), où nous avons représenté par des croix les valeurs calculées de $\Delta V_{g0,9}$ pour différentes valeurs de (C_{scFB} / C_i) , ainsi que la droite d'équation (6.16) représentée en trait continu.

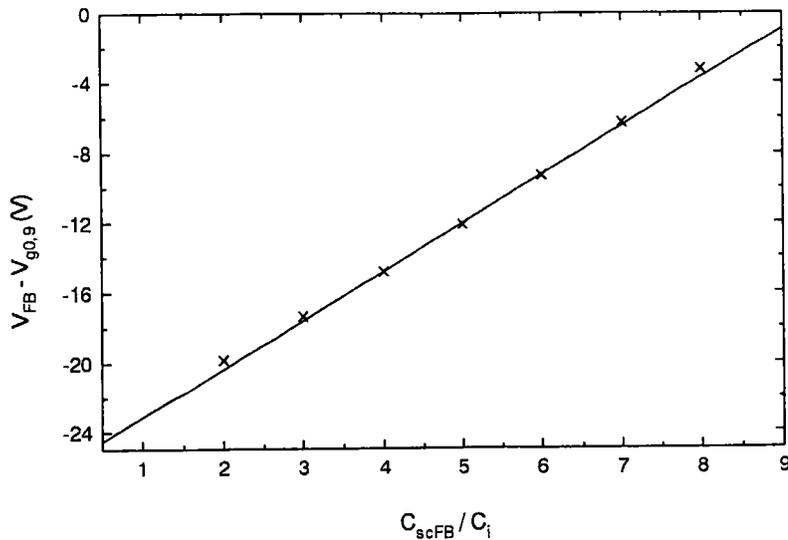


Figure 6.5 $V_{FB} - V_{g0,9}$ en fonction de C_{scFB}/C_i à partir des équations théoriques de V_g et de C_{sc} dans le cas d'un semiconducteur de type n (x x x x), et tracé de la droite d'équation (6.16) (—).

Pour déterminer la valeur de C_{scFB} d'une structure MIS, nous avons utilisé la méthode graphique suivante: on trace d'abord la courbe $V_g - V_{g0,9}$ en fonction de C_{sc}/C_i à partir de la caractéristique $C - V_g$ mesurée, puis on trace sur la même figure la droite d'équation (6.15) ou (6.16) selon le type du semiconducteur et on relève le point d'intersection de ces deux courbes. Ce point aura pour ordonnée $V_{FB} - V_{g0,9}$ et pour abscisse C_{scFB}/C_i . La valeur de N_s est alors directement déduite de la valeur de C_{scFB} par la relation suivante [Sze-69]:

$$N_s = \frac{kT}{q^2} \frac{1}{\epsilon_s} (C_{scFB})^2 \quad (6.17)$$

Afin d'examiner la validité de cette méthode, nous l'avons appliquée à deux structures MIS.

- La première est une structure idéale (Au/BN/InP) dont la caractéristique $C - V_g$ est représentée par la courbe (i) dans la figure (5.22) du chapitre (5) et dont le dopage est uniforme, $N_D = 4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Les résultats du calcul sont illustrés par la figure (6.6):

l'intersection de la droite d'équation (6.16) (—) et de la courbe $\Delta V_{g0,9} (C_{sc}/C_i)$ (-----) conduit à une valeur $C_{scFB}/C_i=7,68$. Finalement la valeur déduite de l'équation (6.17) est $N_s=4,3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Ce résultat est en assez bon accord avec la valeur de N_D .

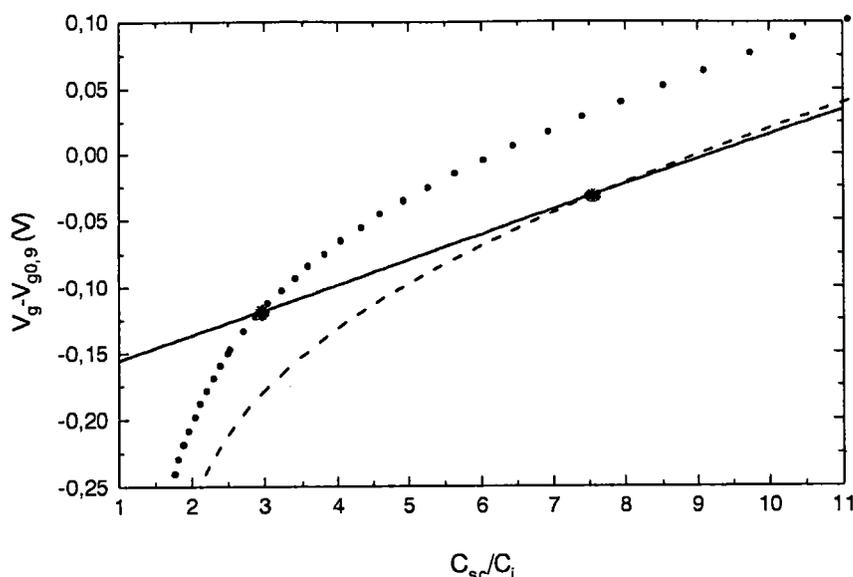


Figure 6.6 l'évolution de $V_g - V_{g0,9}$ en fonction de C_{sc}/C_i déterminée à partir de la courbe $C - V_g$ de la structure idéale avec $N_D=4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$: (- - -) quand on prend la vraie valeur de C_i et en (••••) quand on introduit une erreur de 5% sur la valeur de C_i . La droite (—) représente l'équation (6.16).

- La deuxième structure que nous avons étudiée est une capacité MOS test, Si/SiO₂ de type p (fournie par SGS-Thomson), représentant une faible densité d'états d'interface et un dopage uniforme de $N_A = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Les résultats pour cette structure sont illustrés dans la figure (6.7): l'intersection de la droite d'équation (6.15) (—) et de la courbe $\Delta V_{g0,9}$ en fonction de C_{sc}/C_i (-----) conduit à une valeur $N_s=9,78 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Ce résultat est assez éloigné de la vraie valeur de N_s qui normalement devrait être du même ordre de grandeur que N_A ($3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$). Ce calcul met en évidence les limites de la méthode pour une application réelle.

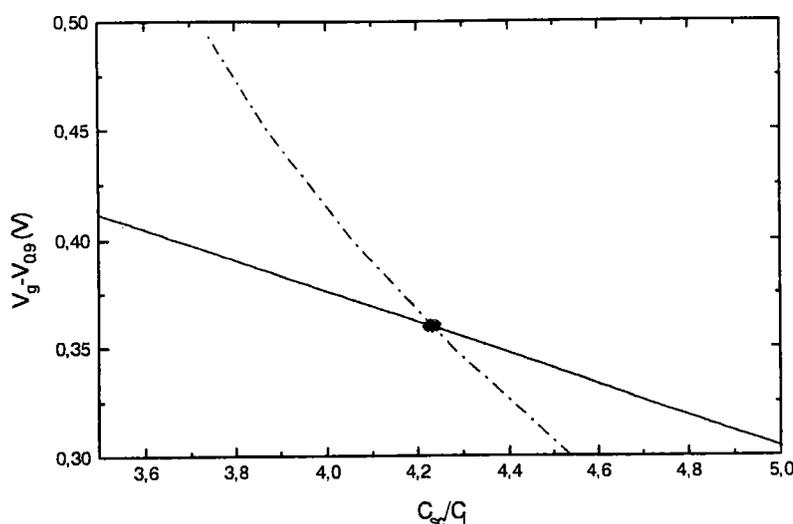


Figure 6.7 Evolution de $V_g - V_{g0,9}$ en fonction de C_{sc}/C_i à partir de la caractéristique $C-V_g$ mesurée sur la structure MOS (Si-SiO₂) (---). La droite (—) représente l'équation (6.15).

Le résultat de la méthode dépend fortement de la valeur utilisée pour la capacité de l'isolant C_i . En effet, Iniewski et al [Iniewski-85] ont noté qu'une erreur de 5% sur la détermination de C_i engendre une incertitude de 90% sur la valeur de N_s donnée par leur méthode. Pour vérifier ceci, nous avons tracé pour la structure idéale la fonction $\Delta V_{0,9} = f(C_{sc}/C_i)$ après avoir diminué de 5% la valeur de C_i (courbe en pointillés sur la figure (6.6)). La valeur trouvée pour N_s dans ce cas est de $6.13 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ au lieu de $4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, ce qui représente une erreur d'environ 85% par rapport à la valeur réelle.

Ce calcul montre qu'aucune erreur dans la détermination de C_i n'est tolérée dans cette méthode. Or il est très difficile de connaître exactement la valeur de la capacité de l'isolant. En particulier sa détermination à partir de la caractéristique $C-V_g$ est généralement entachée d'une erreur plus ou moins grande. Cette erreur peut provenir de la résistance série, de la conductance du diélectrique où de la réponse des pièges situés à l'interface et dans l'isolant. C'est probablement cette erreur inévitable dans la détermination de C_i qui rend les résultats de la méthode erronés.

Les états d'interface pourraient introduire des erreurs supplémentaires s'ils répondent au signal alternatif (1MHz) ou si le terme $\Delta Q_{it}/C_i$ négligée dans l'équation (6.4), est important. Iniewski et al ont montré que l'erreur due à ces deux effets est négligeable si la densité des états d'interface n'excède pas les quelques $10^{10} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

En outre, même en absence d'états d'interface, la méthode est inapplicable aux structures dont le profil de dopage varie rapidement près de l'interface. En effet, pour ce genre de structure, l'hypothèse selon laquelle le profil de dopage est constant entre le régime de bande plate et l'accumulation n'est plus vérifiée. En plus l'emploi de l'équation (6.17) n'est valable que si le profil de dopage est constant sur une distance de l'ordre de L_D à partir de l'interface. Cette limitation est illustrée par les résultats de la figure (6.8) qui montre que la méthode donne pour la structure (2) deux valeurs possibles de N_s (1.41×10^{15} et $1.85 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) alors que la vraie valeur est $N_s = 1.1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

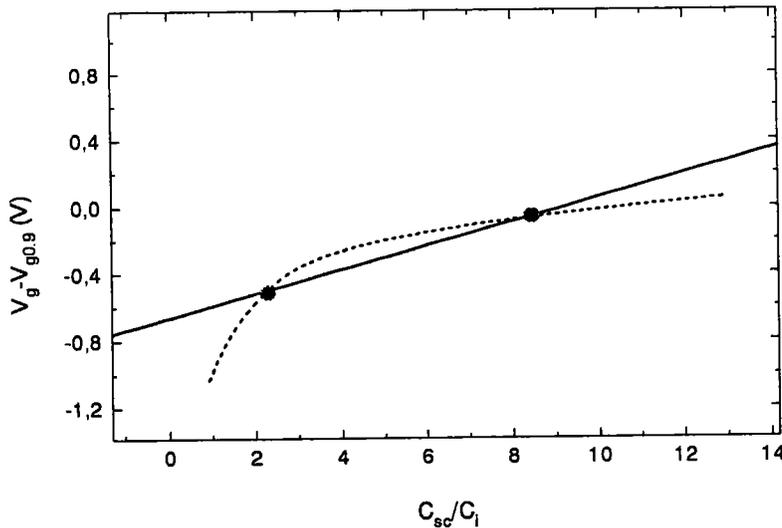


Figure. 6.8 Evolution de $V_g - V_{g0,9}$ en fonction de C_{sc}/C_i à partir de la caractéristique $C - V_g$ simulée de la structure (2) (- - -). La droite (—) représente l'équation (6.16).

4. METHODE PROPOSEE.

Nous avons vu dans les paragraphes précédents que les meilleures approches faites dans la littérature ne permettent pas pour l'instant, de déterminer le profil de dopage dans la région qui s'étend sur quelques longueurs de Debye à partir de l'interface. La valeur de N_s reste donc inaccessible. Ceci est dû bien sûr à la limitation de l'ADT près de l'interface.

Dans ce paragraphe, nous allons exposer les différentes étapes d'une nouvelle méthode que nous proposons pour évaluer avec une plus grande précision la valeur de N_s . Notre procédure consiste à étudier l'évolution de dN_{inv}/dV_g en fonction de la profondeur de la zone déplétée en régime d'inversion par deux approches différentes:

* Une approche expérimentale se basant sur l'application d'une ADT modifiée qui tient compte de l'évolution de la charge d'inversion et de son influence sur la caractéristique $C-V_g$.

* Une approche théorique se basant sur le modèle de Brews "Charge-sheet model" [Brews-78] et [Brews-79] et qui considère que la charge d'inversion est une charge surfacique située à l'interface isolant-semiconducteur.

L'ajustement des résultats obtenus par ces deux approches nous permettra d'accéder à la valeur de N_s .

4.1. MODELISATION THEORIQUE

Le développement du calcul dans le cadre du modèle "Charge-sheet" nécessite l'utilisation d'une forme analytique du profil de dopage dans la partie où il est inaccessible. Vue l'étroitesse de cette région qui s'étend seulement sur une largeur de $2L_D$ de l'interface, une équation linéaire est souvent suffisante pour y représenter le profil de dopage. Le profil de dopage pourra ainsi s'exprimer sous la forme:

$$N(w) = \begin{cases} N_{app} = N_s + (N_c(W_{r1}) - N_s) \frac{W}{W_{r1}} & \text{pour } 0 \leq W < W_{r1} \\ N_c(W) & \text{pour } W_{r1} \leq W < W_{r2} \\ N_B & \text{pour } W \geq W_{r2} \end{cases}$$

(6.18)

N_B est la densité des atomes de dopage en volume du semiconducteur, N_s leur densité à l'interface ($W=0$), $N_c(W)$ le profil donné par l'ADT corrigé par Kennedy et al (équation

6.4), W_{r1} la distance de l'interface en dessous de laquelle l'ADT n'est plus valide (en général $W_{r1} \cong 2L_D$) et W_{r2} la distance au delà de laquelle le profil $N_c(W)$ devient constant et égal à N_B .

Le profil de dopage ainsi formulé nécessite la connaissance du seul paramètre N_s pour qu'il soit totalement déterminé. En effet, toutes les autres grandeurs (W_{r1} , W_{r2} , $N_c(W)$, $N_c(W_{r1})$ et N_B) sont déterminées, à l'aide de la méthode de Kennedy et al, par application des équations (6.1) et (6.4) à la caractéristique C-V_g (figure (6.9)).

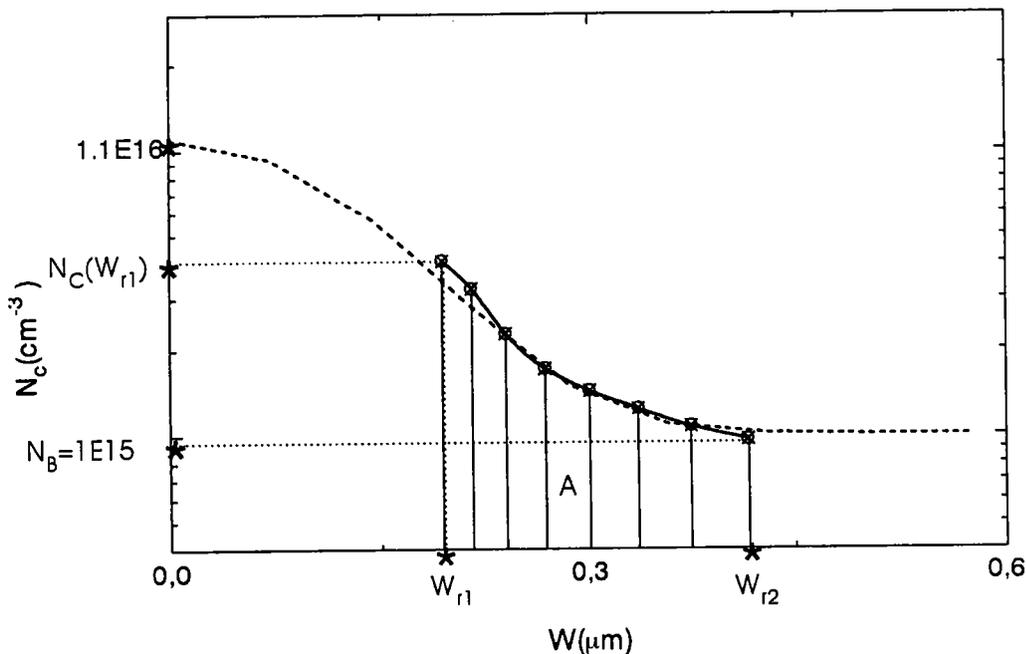


Figure 6.9 (—x—x) profil de dopage corrigé (équation 3.4) de la structure (1) et les différentes grandeurs (W_{r1} , W_{r2} , $N_c(W)$, $N_c(W_{r1})$ et N_B) apparaissant dans les expressions (6.18) qu'il fournit. (- - -) profil imposé par simulation.

L'équation de base à partir de laquelle on va développer notre calcul est celle qu'a suggéré Brews [Brews-79], pour étudier l'influence des profils de dopage obtenus par implantation sur la tension seuil dans les MOSFETs. Dans le cadre du modèle de "Charge-sheet", il a démontré que la densité des porteurs de la couche d'inversion par unité de surface N_{inv} est liée au potentiel de surface normalisé u_s dans le cas d'un semiconducteur de type n par l'équation suivante:

$$\frac{q^2 N_{inv}}{kTa} = \left[\left(\frac{n_i}{N_B} \right)^2 e^{-u_s} + \Delta_I^2 \right]^{\frac{1}{2}} - \Delta_I \quad (6.19)$$

avec
$$\Delta_I = (-u_s - m_1 - 1)^{\frac{1}{2}} + \frac{m_0}{\sqrt{2}} \quad (6.20)$$

$$a = \frac{\sqrt{2} \varepsilon_s}{L_B} \quad \text{et} \quad L_B = \left[\frac{kT \varepsilon_s}{q^2 N_B} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6.21)$$

Il a aussi établi que la largeur de la ZCE en régime d'inversion W_{inv} varie avec le potentiel de surface u_s selon la relation suivante [Brews-79], [Brews-82].

$$W_{inv} = \sqrt{2} L_B (-u_s - m_1 - 1)^{\frac{1}{2}} \quad (6.22)$$

Les termes m_0 et m_1 apparaissant dans les expressions (6.20) et (6.22) sont respectivement les moments d'ordre zéro et d'ordre un de la distribution des atomes de dopage, définis par les relations suivantes:

$$m_0 = \frac{1}{L_B} \int_0^{W_{inv}} \left(\frac{N(W)}{N_B} - 1 \right) dW \quad (6.23)$$

$$m_1 = \frac{1}{L_B^2} \int_0^{W_{inv}} \left(\frac{N(W)}{N_B} - 1 \right) W dW \quad (6.24)$$

A partir des équations précédentes, il est possible de relier simplement N_{inv} à W_{inv} et aux moments m_0 et m_1 . Pour cela, il suffit d'écrire chacun des termes Δ_I et u_s en fonction de W_{inv} , m_0 et m_1 .

Les équations (6.20) et (6.22) conduisent à:

$$\Delta_I = \frac{W_{inv}}{\sqrt{2}L_B} + \frac{m_0}{\sqrt{2}} \quad (6.25)$$

Alors que l'équation (6.22) donne:

$$-u_s = \left(\frac{w_{inv}}{\sqrt{2}L_B} \right)^2 + m_1 + 1 \quad (6.26)$$

Si on remplace maintenant Δ_I et u_s à leur tour par leurs expressions dans l'équation (6.19), on aboutit à l'équation finale suivante:

$$N_{inv} = A_1 \left\{ \left[A_2 \exp(A_3) + A_4^2 \right]^{\frac{1}{2}} - A_4 \right\} \quad (6.27)$$

Avec
$$A_1 = \frac{kT\sqrt{2}\epsilon_s}{L_B q^2}, \quad A_2 = \left(\frac{n_i}{N_B} \right)^2,$$

$$A_3 = \left(\frac{W_{inv}}{\sqrt{2}L_B} \right)^2 + m_1 + 1$$

Et

$$A_4 = \left(\frac{W_{inv}}{\sqrt{2}L_B} \right) + \frac{m_0}{\sqrt{2}}$$

Dans ce travail, nous allons examiner le cas où toute la région présentant un profil de dopage non-uniforme se trouve dans la zone déplétée, avant la formation de la couche d'inversion, i.e. $W_{inv} > W_{r2}$. Les moments m_0 et m_1 du profil de dopage décrit par l'équation (6.18), s'écrivent alors sous les formes suivantes:

$$m_0 = \frac{W_{r1}}{2L_B} \left(\frac{N_s}{N_B} - 1 \right) + \frac{W_{r1}}{2L_B} \left(\frac{N_c(W_{r1})}{N_B} - 1 \right) + \frac{1}{L_B} \left(\frac{A}{N_B} - (W_{r2} - W_{r1}) \right) \quad (6.28)$$

$$m_1 = -\frac{W_{r1}^2}{6L_B^2} \left(1 - \frac{N_s}{N_B} \right) - \frac{W_{r1}^2}{3L_B^2} \left(1 - \frac{N_c(W_{r1})}{N_B} \right) + \frac{1}{L_B^2} \left(\frac{A'}{N_B} - \frac{W_{r2}^2 - W_{r1}^2}{2} \right) \quad (6.29)$$

où :

$$A = \int_{W_{r1}}^{W_{r2}} N_c(W) dW \quad \text{et} : \quad A' = \int_{W_{r1}}^{W_{r2}} W N_c(W) dW$$

Les équations (6.27), (6.28) et (6.29) montrent que si on connaît la valeur de N_{inv} pour une distance W_{inv} donnée, on pourra déterminer la valeur de N_s , seul paramètre non connu dans l'expression (6.18) du profil de dopage. Or, on ne connaît pas la densité exacte de charges dans la zone d'inversion.

Pour surmonter cette difficulté, nous avons mis au point une procédure similaire à L'ADT mais qui tient compte de l'évolution des charges dans la zone d'inversion. Cette procédure nous permettra de déterminer non pas N_{inv} mais le terme dN_{inv}/dV_g .

En effet, considérons une capacité MIS en régime d'inversion et supposons qu'une charge infinitésimale dQ_g est ajoutée à sa grille. Le résultat est un changement de la charge totale dans le semiconducteur de façon à compenser dQ_g . De plus, la charge totale dans le semiconducteur Q_{tot} est la somme de la charge de la couche d'inversion qN_{inv} et celle de la zone déplétée Q_D :

$$Q_{tot} = qN_{inv} + Q_D \quad (6.30)$$

On a donc

$$dQ_g = -dQ_{tot} = -qdN_{inv} - dQ_D \quad (6.31)$$

Si $N(W_{inv})$ est la densité des atomes de dopage à la distance W_{inv} , on a dans le cadre de l'ADT:

$$dQ_D = qN(W_{inv})dW_{inv} \quad (6.32)$$

Sachant que dans nos structures, toute la partie non-uniforme du profil de dopage se trouve dans la zone déplétée avant le début de la formation de la couche d'inversion, on pourra écrire $N(W_{inv}) = N_B$. A l'aide de ce résultat, les équations (6.31 et 6.32) conduisent à:

$$dQ_g = -qdN_{inv} - qN_B dW_{inv} \quad (6.33)$$

Par ailleurs on a: $dQ_g = C_m dV_g$ et $C_{sc} = \frac{\epsilon_s}{W_{inv}} = \left(\frac{1}{C_m} - \frac{1}{C_i} \right)^{-1}$

On peut donc écrire :

$$dW_{inv} = \epsilon_s d\left(\frac{1}{C_m}\right) \quad (6.34)$$

En substituant les expressions de dQ_g et de dW_{inv} dans l'équation (6.33), on peut représenter le résultat de la façon suivante:

$$N_B = - \left[q \epsilon_s \frac{1}{C_m} \frac{d}{dV_g} \left(\frac{1}{C_m} \right) \right]^{-1} - \left[q \epsilon_s \frac{1}{C_m} \frac{d}{dV_g} \left(\frac{1}{C_m} \right) \right]^{-1} \left(\frac{q}{C_m} \frac{dN_{inv}}{dV_g} \right) \quad (6.35)$$

On a vu précédemment que $-\left[q \epsilon_s \frac{1}{C_m} \frac{d}{dV_g} \left(\frac{1}{C_m} \right) \right]^{-1} = N_{ADT}(W_{inv})$ n'est autre que le profil de dopage donné par l'ADT (équation 6.1). L'équation (6.35) peut alors s'écrire sous la forme:

$$N_{ADT}(W_{inv}) = \frac{N_B}{1 + \left(\frac{q}{C_m} \frac{dN_{inv}}{dV_g} \right)} \quad (6.36)$$

Cette expression met en évidence le fait que dès le début de la formation de la couche d'inversion, la fonction $N_{ADT}(W_{inv})$ extraite des mesures C- V_g devient supérieure à la vraie valeur de la densité de dopage $N(W_{inv})$ ($dN_{inv}/dV_g \leq 0$, la densité N_{inv} pour un semiconducteur de type n augmente au fur et à mesure que V_g devient négative). Ceci est en accord avec les résultats de la figure (6.3).

L'équation (6.36) nous permet finalement de déterminer dN_{inv}/dV_g à partir des résultats de l'ADT:

$$\frac{dN_{inv}}{dV_g} = \left(\frac{N_B - N_{ADT}(W_{inv})}{N_{ADT}(W_{inv})} \right) \frac{C_m}{q} \quad (6.37)$$

La figure (6.10) illustre ce résultat dans le cas de la structure (1). La courbe en trait continu représente l'évolution de dN_{inv}/dV_g en fonction de W_{inv} , et celle en traits discontinus, le profil obtenu par l'ADT ($N_{ADT}(W_{inv})$) en régime d'inversion.

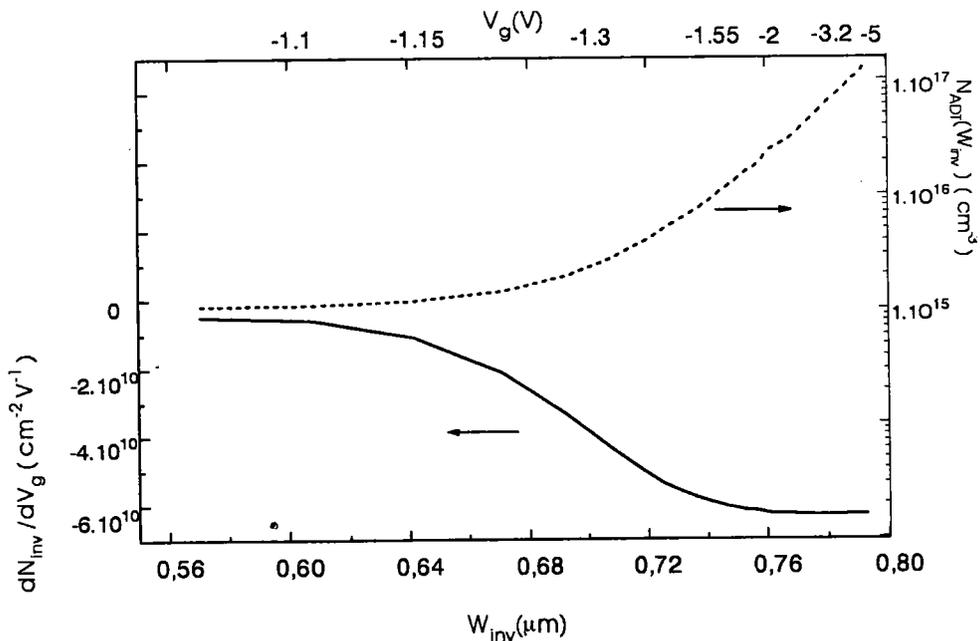


Figure 6.10 Evolution de dN_{inv}/dV_g en fonction de W_{inv} pour la structure (1) (—) ainsi que les valeurs de $N_{ADT}(W_{inv})$ déterminées à partir de la caractéristique C- V_g en régime d'inversion(- -).

Considérons maintenant l'équation (6.27). Une simple dérivation de cette dernière nous permettra d'avoir une forme analytique de dN_{inv}/dV_g avec comme seule inconnue N_s . Compte-tenu de $dW_{inv} = d(\epsilon_s/C_{sc})$, on obtient l'expression:

$$\frac{dN_{inv}}{dV_g} = A_1 \left\{ \frac{1}{2} [A_2 \exp(A_3) + A_4^2] \right\}^{-\frac{1}{2}} \left[A_2 \frac{2}{C_{sc}} \frac{d(1/C_{sc})}{dV_g} \left(\frac{\epsilon_{sc}}{\sqrt{2}L_B} \right)^2 \exp(A_3) + \right. \\ \left. 2A_4 \frac{d(1/C_{sc})}{dV_g} \frac{\epsilon_{sc}}{\sqrt{2}L_B} \right] - \frac{d(1/C_{sc})}{dV_g} \frac{\epsilon_{sc}}{\sqrt{2}L_B} \quad (6.38)$$

Pour une valeur de W_{inv} donnée, N_s sera obtenu par ajustement de la valeur de dN_{inv}/dV_g donnée par l'équation (6.38), et celle déduite de la caractéristique C- V_g à l'aide de l'équation (6.37). Cet ajustement peut se faire pour d'autres valeurs de W_{inv} .

4.2. RESULTATS ET INTERPRETATION

Le résultat que donne notre procédure pour la structure MOS (1) est illustré par la figure (6.11). Sur cette figure, nous avons représenté la courbe dN_{inv}/dV_g déduite de la caractéristique C- V_g (équation (6.37) en trait continu. Ces valeurs de dN_{inv}/dV_g sont ensuite utilisées dans l'équation (6.38) pour déterminer les valeurs de N_s correspondantes, représentées par des croix (x x x) sur la même figure.

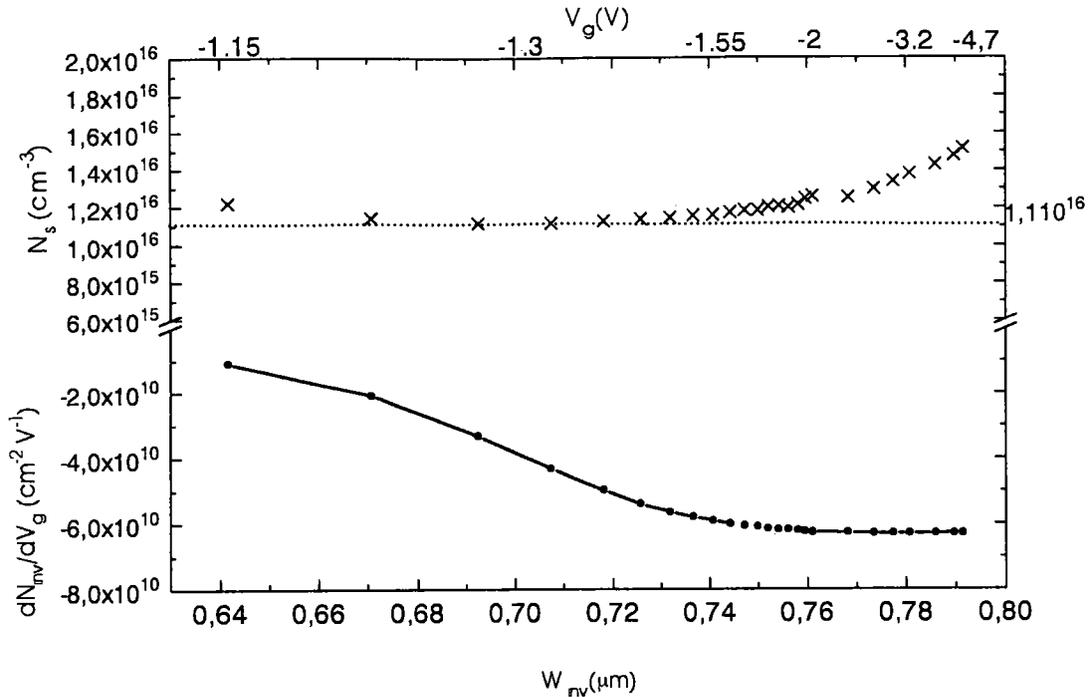


Figure 6.11: Courbe dN_{inv}/dV_g donnée par l'équation (6.37) à partir de la caractéristique $C-V_g$ de la structure (1) (—•—), et valeurs de N_s déduites de l'équation (6.38) (x x x). Valeur exacte de N_s imposée par simulation (.....).

On remarque à partir de cette figure que les valeurs de N_s données par notre méthode sont en bon accord avec la valeur qu'on a fixée lors de la construction de la structure par simulation.

On note aussi qu'au fur et à mesure que l'inversion devient de plus en plus forte, l'erreur commise dans la détermination du paramètre N_s s'avère sensiblement plus importante. Par exemple, la valeur de N_s que nous trouvons pour la structure (1), passe de $1,11 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ pour $V_g = -1,3\text{V}$ ($W_{inv} = 0,7 \mu\text{m}$) à $1,43 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ pour $V_g = -3,8\text{V}$ ($W_{inv} = 0,786 \mu\text{m}$) alors que la vraie valeur de N_s est $1,1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Brews [Brews-79] a précisé que l'équation (6.19) est d'autant mieux vérifiée que l'épaisseur de la couche d'inversion reste faible par rapport à l'extension de la partie non-uniforme du profil de dopage. Ainsi, au fur et à mesure que la tension V_g diminue, et donc que l'épaisseur de la couche d'inversion et la concentration des porteurs minoritaires augmentent, la relation (6.19) sera un peu moins bien vérifiée.

Si on applique notre méthode à une structure qui présente un dopage non uniforme s'étendant plus profondément dans le semiconducteur, avec N_s inchangé, on devrait observer des résultats un peu plus précis en forte inversion. C'est le cas de la structure (2) que nous avons étudié de la même façon. Les résultats sont illustrés par la figure (6.12). Sur cette figure nous avons représenté la courbe dN_{inv}/dV_g déduite de la caractéristique $C-V_g$ (équation (6.37)) en trait continu, puis les valeurs de N_s déduites de l'équation (6.38) en croix (x x x).

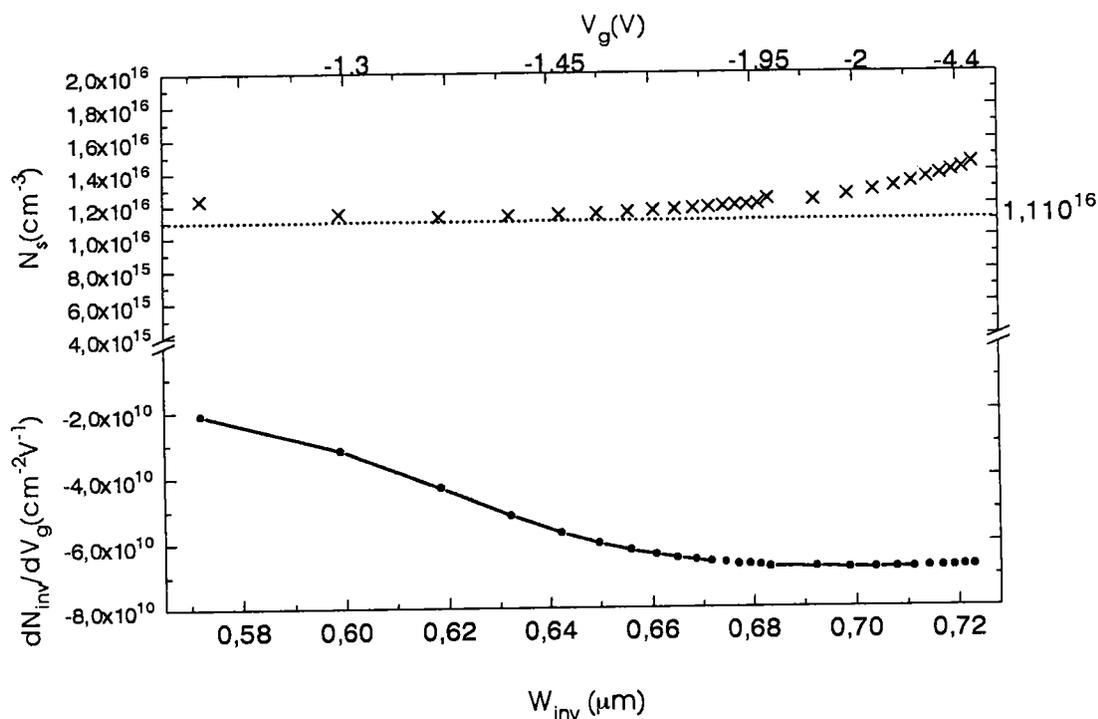


Figure 6.12: Courbe dN_{inv}/dV_g donnée par l'équation (6.37) à partir de la caractéristique $C-V_g$ de la structure (2) (—●—), et valeurs de N_s déduites de l'équation (6.38) (x x x). Valeur exacte de N_s imposée par simulation (.....).

Les résultats qu'on trouve pour cette structure sont aussi très satisfaisants. On note une très légère amélioration des résultats par rapport à la structure (1) pour les tensions très négatives. Par exemple, pour une même tension $V_g = -3.8V$, on trouve $N_s = 1,43 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ pour la structure (1) et $N_s = 1,35 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ pour la structure (2). Ceci est en accord avec les remarques de Brews, et la relation (6.19) s'applique bien pour nos deux structures pour

lesquelles l'épaisseur de la couche d'inversion est faible par rapport à la largeur de la zone de dopage non uniforme.

Les valeurs de N_s ainsi trouvées peuvent être par exemple, utilisées pour calculer la capacité en régime de bande plate C_{FB} (équation (6.17)) puis déterminer la tension V_{FB} correspondante à partir de la caractéristique C- V_g .

5. CALCUL DE LA CAPACITE DE L'ISOLANT

La détermination de la capacité de l'isolant est l'une des étapes primordiales pour accéder aux autres paramètres physiques des transistors MOS. La tendance actuelle est à la réduction des dimensions des dispositifs à des échelles submicroniques. En particulier pour les MOSFETs, dont la largeur effective du canal approche les $0,25\mu\text{m}$ et l'épaisseur de l'isolant les 5nm , la capacité C_i est devenue une sérieuse source d'erreur [Jallepalli-97]. En effet, pour ce genre de structure, il est difficile de réaliser la saturation des caractéristiques C- V_g en régime d'accumulation [Campbell-97], d'autant plus que dans ce régime, une faible variation de la tension grille peut entraîner un champ assez intense dans l'isolant mince pour risquer son claquage. En outre, d'autres sources d'erreurs quand on détermine la capacité de l'isolant à partir de la caractéristique C- V_g , en régime d'accumulation, ont été identifiées. Nous citons en particulier, les phénomènes quantiques qui surviennent surtout en régime de forte accumulation à cause du confinement des porteurs dans des dimensions comparables à leurs longueurs d'onde. La quantification de l'énergie des porteurs entraîne une diminution de la capacité mesurée en accumulation par rapport à la capacité de l'isolant [Krisch-96] [Jallepalli-97]. Il s'ajoute à cela l'emploi fréquent du polysilicium, qui n'a pas tout à fait les propriétés d'un conducteur idéal, comme matériau pour la grille dans la technologie MOS. Ceci entraîne l'apparition d'une déplétion de la grille en parallèle avec l'accumulation du semiconducteur, et donc l'introduction d'une capacité dans le circuit équivalent de la structure, réduisant finalement la capacité mesurée au fur et à mesure qu'on avance dans l'accumulation [Krisch-96].

La figure (6.13) représente les caractéristiques C- V_g simulées de deux structures MOS submicroniques typiques [Brews-96], supposées idéales, dont le dopage est uniforme

$N_D=3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et l'épaisseur de l'oxyde est respectivement $t_{ox}=5 \text{ nm}$ (structure (a), —) et $t_{ox}=7 \text{ nm}$ (structure (b), - - - -). Le calcul été effectué pour des tensions inférieures à 0,6 V: On suppose alors qu'on est en assez faible accumulation afin de pouvoir négliger la déplétion dans le polysilicium ainsi que la quantification de l'énergie des porteurs libres. On peut apprécier, sur la figure, la différence entre la capacité réelle de l'isolant $C_i = \epsilon_{ox}/t_{ox}$ ($C_i = 0,6906$ et $0,4933 \text{ } \mu\text{F cm}^{-2}$ pour $t_{ox}=5$ et 7 nm respectivement) et la capacité en régime d'accumulation des deux structures. Ces caractéristiques sont traitées maintenant comme des caractéristiques expérimentales, et par conséquent on suppose dans la suite que V_{FB} n'est pas connu.

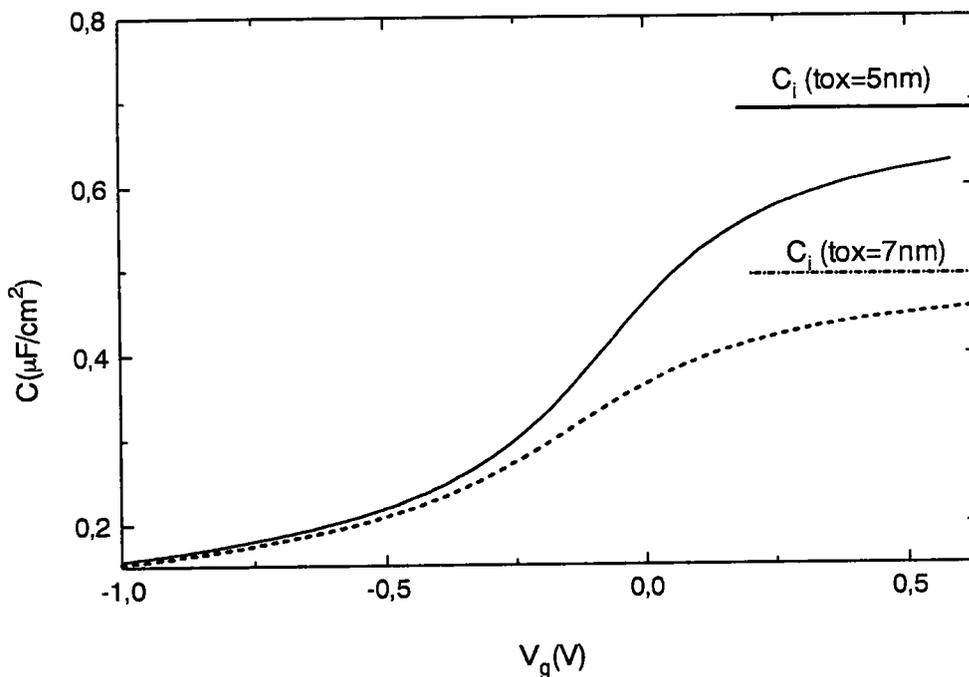


Figure 6.13: Caractéristiques $C-V_g$ en haute fréquence, simulées pour deux structures MOS avec des épaisseurs d'oxyde différentes: (—) pour $t_{ox}=5 \text{ nm}$ et (- - - -) pour $t_{ox}=7 \text{ nm}$.

Notre objectif dans ce paragraphe est de montrer comment on peut déterminer, à partir des caractéristiques $C-V_g$ (figure 6.13), la capacité de l'isolant. La méthode proposée utilise le résultat d'Iniewski et al (équation (6.16)) [Iniewski-86], obtenu en supposant l'effet

des états d'interface entre V_{FB} et $V_{g0,9}$, négligeable, qui est ici d'autant plus justifié que C_i est élevé:

$$\Delta V_{0,9} = V_{FB} - V_{g0,9} = \left(-25.6 + 2.77 \frac{C_{scFB}}{C_i} \right) \frac{kT}{q} \quad (6.39)$$

A l'aide de l'équation (6.39), et sachant que dans notre cas $N_s=N_D=3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, nous pouvons calculer la valeur de C_{scFB} . On trouve $C_{scFB} = 1,397 \times 10^{-6} \text{ F/cm}^2$. En tenant compte de ce résultat et de $C_{0,9} = 0,9 \times C_i$, l'équation (6.39) peut s'écrire:

$$V_{g0,9} = V_{FB} - \left(-25.6 + 2.77 \frac{(1,397 \times 10^{-6})}{C_{0,9}/0,9} \right) \frac{kT}{q} \quad (6.40)$$

Dans la suite, on cherche à exprimer $V_{g0,9}$ en fonction $C_{0,9}$; pour cela, il faudra écrire V_{FB} en fonction de $C_{0,9}$. On commence d'abord par chercher une forme analytique de notre caractéristique $V_g=f(C)$. Si on utilise un ajustement polynomial, un polynôme de degré 5 est généralement suffisant. Sachant que dans notre cas V_{FB} devrait être proche de zéro, nous nous contenterons de trouver une expression analytique plus simple de $V_g=f(C)$, valable seulement dans un domaine limité autour de $V_g=0$. La figure (6.14) montre qu'une équation linéaire (équation 6.41) est suffisante pour bien représenter la courbe $V_g=f(C)$ de la structure (a), autour de zéro.

$$V_g = -0,719 + 1567437,058 \times C \quad (6.41)$$

En particulier en régime de bande plate nous avons

$$V_{FB} = -0,719 + 1567437,058 \times C_{FB} \quad (6.42)$$

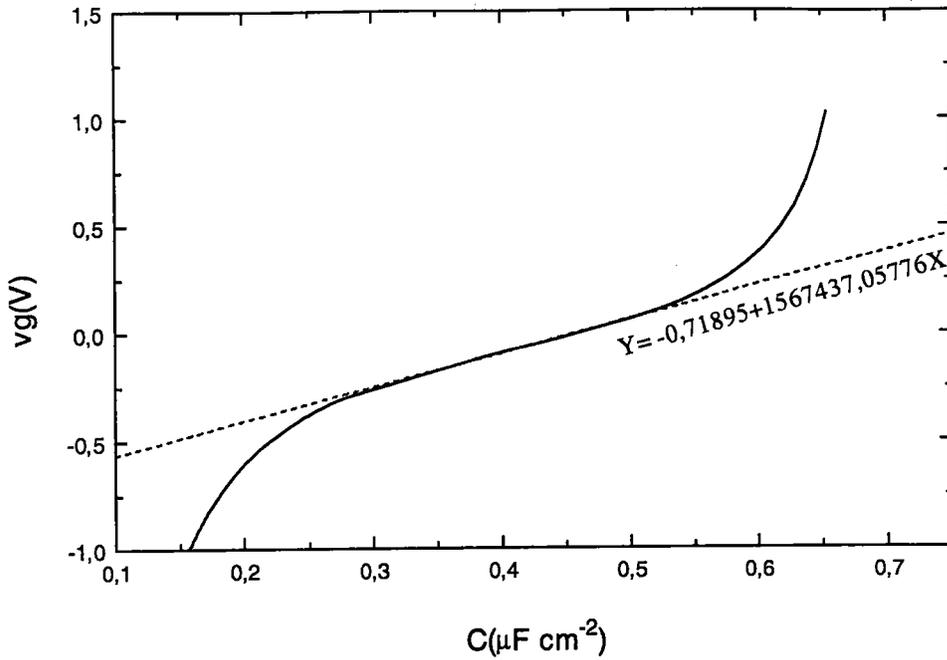


Figure 6.14: (—): caractéristique V_g - C de la structure (a). (-----): équation linéaire représentant la caractéristique V_g - C au voisinage de $V_g=0$.

Par ailleurs, l'équation 6.11 dans le cas du régime bandes plates fournit:

$$C_{FB} = \frac{C_i C_{scFB}}{C_i + C_{scFB}} = \frac{\left(C_{0,9}/0,9\right) 1,397 \times 10^{-6}}{\left(C_{0,9}/0,9\right) + 1,397 \times 10^{-6}} \quad (6.43)$$

La tension de bande plate V_{FB} (équation (6.42)) peut alors s'écrire en fonction de $C_{0,9}$:

$$V_{FB} = -0,719 + 1567437,058 \times \frac{\left(C_{0,9}/0,9\right) 1,397 \times 10^{-6}}{\left(C_{0,9}/0,9\right) + 1,397 \times 10^{-6}} \quad (6.44)$$

En substituant l'expression de V_{FB} dans l'équation (6.40) on peut présenter le résultat final de la façon suivante:

$$V_{g0,9} = \left(-0,719 + 1567437,058 \times \frac{\left(\frac{C_{0,9}}{0,9} \right) 1,397 \times 10^{-6}}{\left(\frac{C_{0,9}}{0,9} \right) + 1,397 \times 10^{-6}} \right) - \left(-25,6 + 2,77 \frac{(1,397 \times 10^{-6})}{C_{0,9}/0,9} \right) \frac{kT}{q} \quad (6.45)$$

Pour déterminer la valeur de $C_{0,9}$ de notre structure, nous avons utilisé la méthode graphique suivante: On trace sur la même figure la caractéristique $V_g=f(C)$ ainsi que la courbe d'équation (6.45), et on relève leur point d'intersection. Ce point aura pour ordonné $V_{0,9}$ et pour abscisse $C_{0,9}$. La valeur de C_i est alors directement déduite de la valeur de $C_{0,9}$ par la relation $C_i = C_{0,9}/0,9$.

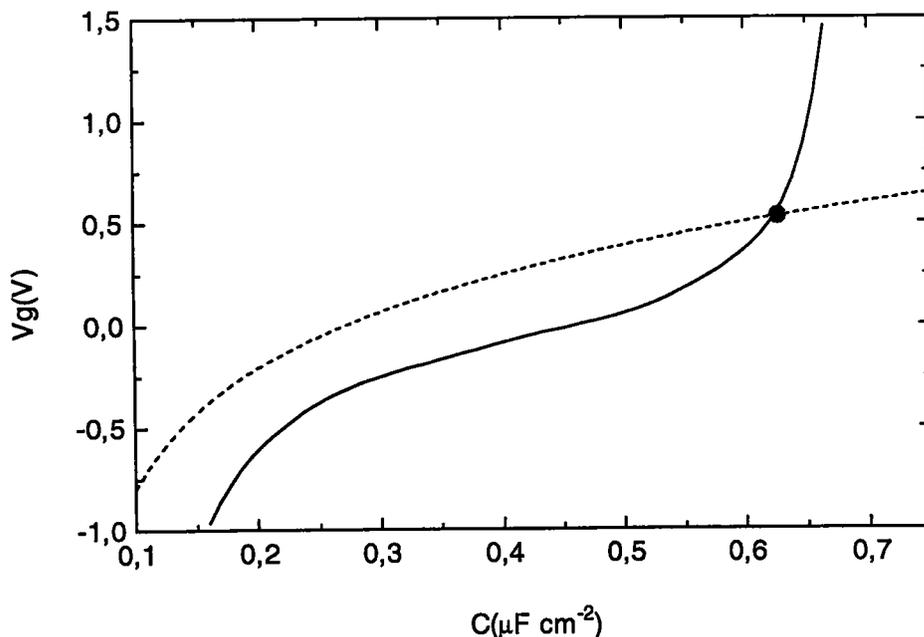


Figure 6.15: (—): caractéristique V_g - C de la structure (a), (---): courbe représentant l'équation (6.45).

Nous avons représenté le résultat de l'application de cette méthode à la caractéristique C-V de la structure (a) sur la figure (6.15). La courbe en trait discontinu (----) représente l'équation (6.45), alors que celle en trait continu (—) représente la caractéristique $V_g=f(C)$. Le point d'intersection de ces deux courbes nous donne $C_{0,9}=0,6221 \mu\text{Fcm}^{-2}$ ce qui correspond à $C_i = 0,6912 \mu\text{Fcm}^{-2}$. Ce résultat est en bon accord avec la vraie valeur de C_i qui est de $0,6906\mu\text{Fcm}^{-2}$.

La même procédure a été appliquée à la structure (b). Le résultat trouvé est $C_i = 0,4932 \mu\text{Fcm}^{-2}$. Là aussi, l'accord avec la valeur réelle de C_i ($C_i=0,4933 \mu\text{Fcm}^{-2}$) est très satisfaisant. Pour cette structure, nous avons aussi testé la sensibilité de la méthode à l'erreur commise sur N_s . Pour cela nous avons repris la procédure en prenant $N_s=2\times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ce qui correspond à 33% d'erreur. La valeur que nous trouvons pour C_i est de $0,49106\mu\text{Fcm}^{-2}$ ce qui correspond à une erreur de 4,5%.

6. CONCLUSION

Une étude critique des différentes méthodes électriques usuelles proposées dans la littérature pour la détermination du profil de dopage dans les structures MIS a été réalisée. L'application de ces méthodes sur des structures simulée avec des dopages bien déterminés nous a confirmé leur limitation près de l'interface.

Nous avons mis au point une nouvelle méthode pour compléter le profil de dopage à proximité de l'interface. Notre méthode se base sur une étude expérimentale et théorique de l'évolution de la charge de la couche d'inversion. L'ajustement des résultats de ces deux procédures nous a permis d'accéder à la densité des atomes de dopage à l'interface du semiconducteur. La précision de notre méthode est confirmée par son application sur des structures simulées par le logiciel PISCES et la comparaison de ces résultats avec leurs profils de dopage bien connus.

Dans le dernier paragraphe nous avons abordé un autre problème qui est la détermination de la capacité de l'isolant des structures MOS submicroniques. En effet, des phénomènes complexes apparaissent en régime de forte accumulation sur ces structures et

rendent délicate la détermination de C_i à partir de la caractéristique C-V. Il s'agit de: la quantification de l'énergie des porteurs de charge, la déplétion du polysilicium, la non-saturation de la caractéristique C-V en accumulation, le risque du claquage de l'isolant...Aussi nous avons proposé une méthode qui permet la détermination de C_i à partir de la caractéristique C-V en faible accumulation de façon à éviter l'influence des phénomènes énoncés précédemment. La procédure a été appliquée des structures MOS submicroniques construites par simulation. Les valeurs de C_i trouvé par notre méthode sont en très bon accord avec celle qu'on a imposé par simulation.

CONCLUSION GENERALE

Les travaux de recherche que nous avons menés, visaient deux objectifs principaux:

1. améliorer les méthodes de caractérisations électriques pour permettre une meilleure évaluation de la qualité de nos structures (Au/BN/InP), et donc en retour faciliter l'optimisation des processus technologiques mis en oeuvre pour leur fabrication dans notre laboratoire.

2. mettre au point des méthodes destinées à l'étude du profil de dopage des dispositifs MOS (SiO_2/Si) et de la capacité de leur isolant. Cette recherche est motivée par la tendance actuelle à la miniaturisation qui a entraîné un changement important dans le comportement électrique de ces dispositifs.

Une étude préliminaire des structures (Au/BN/InP) a révélé l'existence de courants de fuite et d'une concentration élevée de charges mobiles dans l'isolant, ainsi qu'une variation souvent importante du profil de dopage dans le substrat. Face à la complexité de ces phénomènes, l'évaluation qualitative de l'interface de nos structures par les méthodes capacitives classiques s'est avérée souvent problématique. Aussi, nous avons mis au point une méthode, méthode BTS modifiée, mieux adaptée à nos structures pour déterminer le potentiel de surface Ψ_s (V_g), et donc la densité des états d'interface. Dans cette méthode, on utilise comme courbe de référence, une courbe expérimentale où l'émission des états d'interface est gelée du fait de la basse température et qui tient donc compte du vrai profil de dopage. Elle présente donc l'avantage de ne pas nécessiter la connaissance du profil de dopage, ni de le supposé constant. De plus elle est applicable même sur des structures dont l'isolant présente des courants de fuite et une concentration de charges mobiles élevées.

Nous avons examiné ensuite l'influence néfaste des états d'interface sur la détermination du profil de dopage des structures MIS. Une adaptation de la méthode capacitive permettant de minimiser cette influence a été proposée. L'efficacité de la procédure a été validée par comparaison entre le profil de dopage déterminé sur une structure MIS et celui déterminé sur une diode Schottky, réalisée sur le même substrat. De plus, nous avons montré que si l'on connaît le signe des charges mobiles dans l'isolant, un choix judicieux des conditions expérimentales nous permettra d'éviter l'erreur due à la distribution non uniforme de charge introduite par leur accumulation à l'interface BN/InP.

Le phénomène de dispersion fréquentielle de la capacité en accumulation a été ensuite étudié. L'examen des différentes hypothèses données dans la littérature, ainsi qu'une étude comparative sur des structures présentant des interfaces de qualité différente, ont montré le rôle déterminant que jouent les états d'interface rapides localisés près de la bande de conduction dans ce phénomène.

La densité des états d'interface de nos structures MIS a été évaluée par différentes techniques (DLTS, Terman et BTS modifiée). Un accord satisfaisant a été noté entre les résultats de ces différentes méthodes, qui ont donné des valeurs de D_{it} comprises entre 10^{11} et $10^{12} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ pour la majorité de nos structures.

Une procédure d'analyse des mesures C- V_g sous contraintes de tension et de température a été proposée pour déterminer en même temps le signe des charges fixes et celui des charges mobiles, ainsi que leurs concentrations. Les valeurs trouvées pour la concentration de ces deux types de charges sont en général du même ordre de grandeur que la concentration des états d'interface.

Une nouvelle méthode pour déterminer la concentration des atomes de dopage à l'interface (N_s) a été mise au point. Notre procédure consiste à étudier l'évolution de la charge d'inversion en fonction de la profondeur de la zone déplétée par une approche expérimentale et une approche théorique. L'ajustement des résultats obtenus par ces deux approches nous permet d'accéder à la valeur de N_s . Cette analyse a été appliquée à des structures MOS simulées par le logiciel PISCES avec des profils de dopage bien déterminés. Cette méthodologie utilisant la simulation nous a permis d'évaluer précisément les erreurs commises dans les résultats de notre calcul, pour les différents profils de dopage initialement imposés. Les valeurs de N_s données par notre méthode, sont généralement en bon accord avec la valeur fixée lors de la construction de la structure par simulation.

Finalement, nous proposons une procédure permettant de déterminer la capacité C_i de l'isolant à partir de la caractéristique C-V mesurée entre le régime de bande plate et celui de la faible accumulation. Cette démarche permet d'éviter le recours à la forte accumulation, où l'évaluation de la capacité de l'isolant peut s'avérer délicate, surtout dans le cas de structures MOS submicroniques (risque du claquage de l'isolant, phénomènes quantiques, déplétion du polysilicium ...).

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [Astito-91] A. Astito, A. Foucaran, G. Bastide, J. L. Leclercq et J. Durand, *J. Appl. Phys.* **70**, 2584 (1991).
- [Bailly-85] B. Bailly, Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, (1985).
- [Bartelink-80] D. J. Bartelink, *Appl. Phys. Lett.*, **37**, 220 (1980).
- [Barrada-95] M. Barrada, Thèse de doctorat, université de Metz, (1995).
- [Bartelink-79] D. J. Bartelink et R. Tremain, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-27**, 1831 (1979).
- [Bath-94] A. Bath, O. Baehr, M. Barrada, B. Lepley, P. J. Van der put et J. Schoonman, *Thin Solid Films*, **241**, 278 (1994).
- [Bath-91] A. Bath, P. J. Van der Put, J. G. M. Becht, J. Schoonman et B. Lepley, *J. Appl. Phys.*, **70**, 4366 (1991).
- [Bath-89] A. Bath, P. J. Van Der Put, J. Schooman et B. Lepley, *Appl. Surf. Science*, **39**, 135 (1989).
- [Baehr-95] O. Baehr, M. Barrada, A. Bath, B. Lepley, P. Thévenin et J. Schoonman, *J. Non-Crystalline solids*, **187**, 409 (1995).
- [Baehr-96] O. Baehr, P. Thévenin, A. Bath, A. Koukab, E. Losson et B. Lepley, *Mater. Sci. Eng. B* **46**, 101 (1997)
- [Besland-96] M. P. Besland, S. Jourba, M. Lambrinos, P. Louis et P. Viktorovitch, *J. Appl. Phys.*, **80**, 3100 (1996).
- [Blanchet-85] R. Blanchet, P. Viktorovitch, J. Chave et C. Santinelli, *Appl. Phys. Lett.*, **46**, 761 (1985).
- [Blampain-97] E. Blampain, Thèse de doctorat, Université de Metz, (1997).
- [Geick-66] R. Geick, C. H. Perry et G. Rupprecht, *Phys. Rev.* ,**146** ,543 (1966).
- [Bouabdellati-94] El Bouabdellati, Thèse de doctorat, Université de Metz (1994).
- [Brews-73] J. R. Brews, *J. Appl. Phys.*, **44**, 3228 (1973).

- [Brews-78] J. R. Brews, Solid-State Electron., **21**, 345 (1978).
- [Brews-79] J. R. Brews, IEEE Trans. Electron Devices, **ED-26**, 1696 (1979).
- [Brews-82] J. R. Brews, Solid-State Electron., **25**, 375 (1982).
- [Brews-96] J. R. Brews, IEEE Trans. Electron Devices, **ED-43**, 2164 (1996).
- [Cameron-84] D. C. Cameron et B. J. Foreman, Solid-State Electron., **27**, 305 (1984).
- [Campbell-97] S. A. Campbell, D. C. Gilmer, X. C. Wang, M. T. Hsieh, H. S. kim, W. L. Gladfelter et J. Yan, IEEE Trans. Electron Devices, **ED-44**, 104 (1997).
- [Casey-77] H. C. Casey, E. Buehler, Appl. Phys. Lett., **30**, 240 (1977).
- [Castagné-68] R. Castagné, C. R. Acad. Sc. Paris **267**, 866 (1968).
- [Castagné] R. Castagné, J.P. Duchemin, M. Gloanec et Ch. Rukelhard, "Circuit intégrés en Arseniure de Gallium", Edition Masson.
- [Castagné-71] R. Castagné et A. Vapaille, Surf. Sci., **28**, 157 (1971).
- [Choujaa-86] A. Choujaa, J. Chave, R. Blanchet et P. Viktorovitch, J. Appl. Phys., **60**, 2191 (1986).
- [Chu-96] P. K. Chu, S. Qin, C. Chan, N. W. Cheung et L. A. Larson, Mat. Sci. Eng., **R17**, 207 (1996).
- [Declerck-73] G. Declerck, R. V. Overstraten et G. Broux, Solid-State Electron., **16**, 1451 (1973).
- [Devnath-97] V. Devnath, K. N. Bhat et P. R. S. Rao, IEEE Trans. Electron Devices Lett., **18**, 114 (1997).
- [Diamant-91] Y. S. Diamant, N. Moriya et G. Bahir, Appl. Phys. Lett., **58**, 1314 (1991).
- [Dimitriou-85] P. Dimitriou, G. Post, A. Scavennec et N. Duhamel, Physica **129 B**, 399 (1985).
- [Dmowski-93] K. Dmowski, B. Lepley, E. Losson, et M. El Bouabdellati, J. Appl. Phys., **74**, 3936 (1993).
- [Eftekhari-95] G. Eftekhari, Phys. Stat. Sol., (a) **152**, 573 (1995).
- [Fathipour-85] M. Fathipour, P. K. Boyer, G. J. Collins et C. W. Wilmsen, J. Appl. Phys., **57**, 637 (1985).

- [Fornari-94] R. Fornari, A. Brinciotti, E. Gombia, R. Mosca et A. Sentiri, *Mat. Sci. Eng. B*, **28**, 95 (1994).
- [Fukuda-94] Y. Fukuda, Y. Suzuki, N. Sanada, S. Sasaki et T. Ohsawa, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **76**, 3059 (1994).
- [Gao-95] L. J. Gao, G. W. Anderson, F. Espoto, P. R. Norton, B. F. Masson, Z. H. Lu et J. Graham, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B 13(5)**, 2053 (1995).
- [Gelder-71] W. V. Gelder et E. H. Nicollian, *J. Electrochem. Soc.*, **118**, 138 (1971).
- [Gillivary-88] I. G. M. Gillivary, J. M. Robertson et A. J. Walton, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-35**, 174 (1988).
- [Grove-64] A. S. Grove, O. Leisticko et C. T. Sah, *J. appl. Phys.*, **35**, 2695 (1964).
- [Hasegawa-87] H. Hasegawa, L. He, H. Ohno, T. Sawada, T. Haga, Y. Abe et H. Takahashi, *J. Vac. Sci. Technol.*, **B 5 (4)**, 1997 (1987).
- [Hashizume-93] T. Hashizume, H. Hasegawa, R. Riemenschneider et H. L. Hartnagel, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **33**, 727 (1993).
- [He-87] L. He, H. Hasegawa, T. Sawada et H. Ohno, *J. Appl. Phys.*, **63**, 2120 (1987).
- [Heiman-65] F. P. Heiman et G. Warfield, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-12**, 167 (1965).
- [Henry-77] C. H. Henry et D. V. Lang, *Phys. Rev.*, **B15**, 989 (1977).
- [Hidaka-95] A. Hidaka et H. Ikoma, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34**, 4641 (1995).
- [Hirt-94] G. Hirt, T. Mono et G. Müller, *Mat. Sci. Eng. B* **28**, 101 (1994).
- [Hwu-87] J.G. Hwu, M.J. Jeng, W.S. Wang et Y.K. Tu, *J. Appl. Phys.*, **62**, 4277 (1987).
- [Iniewski-86] K. Iniewski et A. Jakubovski, *Solid-State Electron.*, **29**, 947 (1986).
- [Jallepalli-97] S. Jallepalli, J. Bude, W.K. Shih, M. R. Pinto, C. M. Maziar et A. F. Tasch, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-44**, 297 (1997).
- [Jeong-90] Y. H. Jeong, J. H. Lee, Y. H. Bae et Y. T. Hong, *Inst. Phys. Ser.*, 348 (1990).
- [Jeong-95] Y. Jeong, S. Jo, B. Lee et T. Sugano., *IEEE Electron Devices Lett.*, **16**, 109 (1995).

- [Kamarinos-95] G. Kamarinos et P. Felix, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **29**, 487 (1995).
- [Kennedy-69] D. P. Kennedy et R. R. O'Brien, *IBM J. Res.* , **13**, P, 212, (1969).
- [Kim-90] E. K. Kim, H. Y. Cho, J. H. Yoon, S. Min, Y. L. Jung, et W. H. Lee, *J. Appl. Phys.*, **68**, 1665 (1990).
- [Klopfenstein-88] P. Klopfenstein, G. Bastide, M. Rouzeyre, M. Gendry et J. Durand, *J. Appl. Phys.* **63**, 150 (1988).
- [Kobayashi-84] T. Kobayashi, T. Ichikawa, K. Sakuta et K. Fujisawa, *J. Appl. Phys.*, **55**, 3876 (1984).
- [Koukab-97-a] A. Koukab et A. Bath , *Solid-State Electron.*, **41**, 515 (1997).
- [Koukab-97-b] A. Koukab, A. Bath et E. Losson, *Solid-State Electron.*, **41**, 635(1997).
- [Krisch-91] K. S. Krisch, B. J. Grass et C. G. Sodini, *J. Appl. Phys.*, **70**, 2185 (1991).
- [Krisch-96] K. S. Krisch, J. D. Bude et L. Manchanda, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-7**, 521 (1996).
- [Kuhn-70] M. Kuhn, *Solid-State Electron.* **13**, 873 (1970).
- [Lang-74] D. V. Lang, *J. Appl. Phy.* **45**,(1974).
- [Landheer-93] D. Landheer, G. H. Yousefi, et J. B. Webb, R. W. M. Kwok et W. M. Lau, *J. Appl. Phys.*, **75**, 3516 (1993).
- [Maeda-93] F. Maeda, Y. Watanabe et M. Oshima, *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 297 (1993).
- [Meiners-79] L. G. Meiners, D. L. Lile et D. A. Collins, *J. Vac. Sci. Technol.*,**16**, 1458 (1979).
- [Meiners-80] L. G. Meiners, D. L. Lile et D. A. Collins, *Electron. Lett.* **15**, 578 (1980).
- [Meiners-81] L. G. Meiners, *J. Vac. Sci. Technol.*, **19 (3)**, 373 (1981).
- [Moragues-94] J. M. Moragues, E. Ciantar, R. Jérision, B. Sagnes et J. Oualid, *J. Appl. Phys.*, **76**, 5278 (1994).
- [Mui-92] D. S. L. Mui, J. Reed, D. Biswas et H. Morkoç, *J. Appl. Phys.*, **72**, 553 (1992).

- [Mui-93] D. S. Mui, Z. Wang et H. Morkoç, *Thin Solid Films*, 231 (1993).
- [Nguyen-93] Tue Nguyen, Son Van Nguyen et D. M. Dobuzinsky, *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 2103 (1993).
- [Nicollian-67] E. H. Nicollian et A. Goetzberger, *Bell. Syst. Tech. J.*, **46**, 1055 (1967).
- [Nicollian-82] E. H. Nicollian et J. R. Brews, *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology*. Wiley, New York (1982).
- [Ninomiya-93] H. Ninomiya, T. Sugano, K. Matsuda et J. Shirafuji, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **32** L 12 (1993).
- [Nishizawa-94] J. Nishizawa et Y. Oyama, *Mater. Sci. Eng.*, **R12**, 273 (1994).
- [Nisshisawa-96] J. Nishizawa, Y. Oyama, K. Suto et K. Kim, *J. Appl. Phys.*, **80**, 1488 (1996).
- [Norde-95] H. Norde, *Solid-State Electron.*, **38**, 2059 (1995).
- [Okamura-80] M. Okamura et T. Kobayashi, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **19**, 2143 (1980).
- [Pande-79] K. P. Pande et G. G. Roberts, *J. Vac. Sci. Technol.*, **16**, 1470 (1979).
- [Pande-85] K. P. Pande et G. Gutierrez, *Appl. Phys. Lett.*, **46**, 416 (1985).
- [Passlack-96] M. Passlack, M. Hong et J. P. Mannaerts, *Solid-State Electron.*, **39**, 1133 (1996).
- [Passlack-97] M. Passlack, M. Hong, J. P. Mannaerts, R. L. Opila, S. N. G. Chu, N. Moriya, F. Ren et J. R. Kwo, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-44**, 214 (1997).
- [Pinto-84] M. R. Pinto, C. S. Rafferty et R. W. Dutton "PISECES II, User's Manual", The Board of Trustees of the Leland Stanford Junior University, Copyright (1984).
- [Plais-91] F. Plais, B. Agius, N. Proust, S. Cassette, G. Ravel et M. Puech, *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 837 (1991).
- [Rosencher-82] E. Rosencher et D. Bois, *Electron. Lett.*, **18**, 545 (1982).
- [Sah-69] C. T. Sah, A. B. Tole et R. F. Pierret, *Solid-State Electron.*, **39**, 689 (1969).
- [Sawada-82] T. Sawada et H. Hasegawa, *Ins. Phy. Conf. Ser.* **65**, 415 (1982).
- [Sawada-83] T. Sawada, H. Hasegawa et H. Ohno, *Thin Solid Films*, **103**, 107 (1983).

- [Schleich-88] D.M. Schleich, W.Y. F. lai et A. Lam, Transformation of Organometallics into Common and Exotic Materials: Design and Activation, NATO ASI SER. E, Edited by R.M. Laine (Martinus Nijhoff 1988), **148**, p. 178
- [Schultz-77] M. Schultz et N. M. Johnson, Appl. Phys. Lett., **31**, 622-625 (1977).
- [Schwartz-82] G. P. Schwartz, W. A. Sunder et J. E. Griffiths, J. Electrochem. Soc., **129**, 1361 (1982).
- [Schroder-90] D. K. Schroder, Semiconductor Material and Device Characterisation (Wiley, New york, 1990).
- [Shei-95] S. C. Shei, Y. K. Su, C. J. Hawang et M. Yokoyama, Jpn. J. Appl. Phys., **34**, 476 (1995).
- [Silvaco-96] SILVACO International, ATLAS, Device Simulation Software, User's Manual, Santa Clara, (1996).
- [Simmons-73] J. G. Simmons et L. S. Wei, , Solid-State Electron., **16**,53 (1973).
- [Singh-94] A. Singh, P. Cova et R. A. Masut, J. Appl. Phys., **76**, 2336 (1994).
- [Staa-83] P. Van Staa, H. Rombach et R. Kassing, J. Appl. Phys., **54**, 4014 (1983).
- [Stengel-96] F. Stengel, S.N. Mohammad et H. Morkoç, Solid-State Electron., **39**,1783 (1996).
- [Sugiyama-95] M. Sugiyama, N. Yabumoto, S. Maeyama et M. Oshima, Jpn. J. Appl. Phys., **34**, L1588 (1995).
- [Sundaram-93] K. Sundaram, W. K. Choi et C. H. Ling, Thin Solid Films, **230** 145 (1993).
- [Sze-69] S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, Wiley, New York (1969).
- [Tao-92] Y. Tao, A. Yelon, E. Sacher, Z. H. Lu et M. J. Graham, Appl. Phys. Lett.? **60**, 2669 (1992).
- [Terman-62] L.M. Terman, Solid-State Electron. **5**, 285 (1962).
- [Vechten-85] J. A. Van Vechten et J. F. Wager, J. Appl. Phys.? **57**, 1956 (1986).
- [Viktorovitch.90] P. Viktorovitch, Revue Phys.Appl, **25**, 895 (1990).

- [Viktorovitch-92] P. Viktorovitch, M. Gendry, G. Hollinger, S. Krawczyk et J. Tardy, Fourth International Conference on InP and related Materials-1992 Newport USA.
- [Wager-87] J. Wager, S.J.T.Owen et S.J. Prasard, J. Electrochem.Soc., **134**, 160 (1987).
- [Wager-82] J. F. Wager et C. W. Wilmsen, J. Appl. Phys., **53**, 5789 (1982).
- [Wang-93] Z. Wang, M. E. Lin, D. Biswas, B. Mazhari, N. Teraguchi, Z. Fan, X. Gui et H. Morkoc, Appl. Phys. Lett., **62**, 2977 (1993).
- [Wilson-80] C. L. Wilson, IEEE Trans. Electron Devices, **ED-27**, 2263 (1980).
- [Wilson-96] R. G. Wilson, Solid-State Electron.,**39**, 1113 (1996).
- [Yamasaki-79] K. Yamasaki, M. Yoshida et T. Sugano, Jpn. J. Appl. Phys., **18**, 113 (1979).
- [Zeisse-79] C. R. Zeisse, J. Vac. Sci. Technol., **16 (5)**, 1466 (1979).
- [Zencirci-87] M. N. Zencirci, Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon (1987).
- [Ziegler-75] K. Ziegler, E. Klausmann et S. Kar, Solid-State Electron., **18**,189 (1975).

RESUME

Le contrôle des propriétés électriques des structures MIS est une étape primordiale dans le développement de la filière MISFET. Le présent travail s'inscrit dans le contexte général de l'amélioration des méthodes de caractérisation des structures MIS.

La première partie de la thèse concerne des structures MIS (Au/BN/InP) élaborées par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma RF ou micro-onde (PECVD). Une étude préliminaire de structures a révélé l'existence de certaines anomalies (essentiellement: la variation du profil de dopage du substrat et la présence de charges mobiles dans l'isolant) qui rendent souvent problématique l'évaluation de la distribution des états d'interface par les méthodes capacitatives classiques. Nous avons mis au point une méthode, dite méthode BTS modifiée ("contrainte tension température"), qui permet de s'affranchir de ces problèmes, conduisant à une évaluation plus précise de la densité des états d'interface. Les résultats obtenus par cette méthode BTS modifiée sont comparés à ceux déduits des caractéristiques capacité-tension (analyse de Terman) et des mesures DLTS. Nous avons examiné ensuite l'influence, néfaste, des états d'interface sur la détermination du profil de dopage des structures MIS. Une adaptation de la méthode capacitative permettant de minimiser cette influence, a été proposée. De plus, nous avons montré qu'à l'aide de cette même technique on peut déterminer simultanément les densités et les signes des charges fixes et mobiles dans l'isolant. le phénomène de dispersion fréquentielle qui affecte nos mesures C-V a été aussi étudié.

Dans la deuxième partie, nous proposons une nouvelle méthode pour déterminer la concentration des atomes de dopage en surface et la tension de bande plates V_{FB} , pour des structures MOS (SiO_2/Si) implantées. D'autre part nous proposons une nouvelle approche permettant d'extraire la capacité de l'isolant des structures MOS submicroniques, à partir de mesures capacitatives au voisinage du régime de bande plates. Cette recherche est motivée par la tendance actuelle à la miniaturisation extrême de ces dispositifs qui a augmenté le besoin de développer la précision des méthodes permettant leur caractérisation. Ces méthodes ont été appliquées et validées sur des structures simulées par le logiciel ATLAS II (version PISCES de SILVACO).

ABSTRACT

The control of the electrical properties of MIS systems is an important step for the development of MISFET devices. The aim of the present work is to improve the electrical characterisation techniques for MIS structures.

In the first section of this thesis, the electrical performance of MIS capacitors made on n-type substrates, with boron nitride as an insulator (Au/BN/InP), has been studied. RF and microwave plasma enhanced CVD (PECVD) techniques are used for the deposition of the dielectric. It is shown that the observed anomalies (essentially: the impurity redistribution in the substrate and mobile charges in the insulator) often affect interface states distributions evaluated by conventional capacitance methods. To overcome these limitations, we have developed a new method, based on modified BTS (Bias Temperature Stress) measurements, to determine the density of interface traps D_{it} . The interface states distributions obtained with this technique have been compared to those obtained from capacitance-voltage (Terman analysis) and DLTS measurements. We have then examined the influence of interface states in doping profile determination. An adaptation of the capacitance method, allowing the elimination of the profile distortion due to this influence, has been proposed. Furthermore it has been shown that with our method we can determine the signs and concentrations of mobile and fixed charges in the insulator. The observed frequency dispersion phenomenon has been also discussed.

In the second section, we propose a new method to determine the surface doping concentration and flat-band voltage V_{FB} for implanted MOS (SiO_2/Si) structures. A technique to extract the insulator capacitance C_i from C-V characteristics near flat band conditions, is also proposed. This research is motivated by the trend to scale MOSFET's to deep submicron channel length, which increases the accuracy needed in modelling and measurement of these devices. Our methods are illustrated and validated by application on simulated MOS structures, using the 2D devices simulator ATLAS II (PISCES version SILVACO).