REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DJILLALI LIABES DE SIDI BEL ABBES

FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

Thèse

Présentée par : BOUALEM SOUMIA

Pour l'obtention du Diplôme de Doctorat** 3ème cycle LMD **en Electronique

*Intitulé de la PG: **Matériau et Composants***

Thème

Etude électrique de type Capacité et Conductance en fonction de la tension de polarisation et de la fréquence et du Courant en fonction de la Température des structures à base de matériaux GaAs nitruré

Soutenu publiquement le / / 2020 devant les membres du jury :

Mr H. ABID	**Professeur U.D.L (S.B.A)**	**Président**
Mme Z. BENAMARA	**Professeur U.D.L (S.B.A)**	**Encadreur**
Mr B. AKKAL	**Professeur U.D.L (S.B.A)**	**Co-encadreur**
Mr B. LASRI	**Professeur U. (SAIDA)**	**Examinateur**
Mr M. CHELLALI	**Professeur U.D.L (S.B.A)**	**Examinateur**
Mr M. AMRANI	**Professeur U.D.L (S.B.A)**	**Membre Invité**

Année universitaire 2019-2020

Remerciements

Je remercie ALLAH le tout puissant de m'avoir donné le courage, la volonté et la patience de mener à terme ce présent travail.

Le travail présenté dans cette thèse a été réalisé au Laboratoire de Microélectronique Appliquée (AMEL) de l'Université Djillali Liabès de Sidi Bel-Abbés.

En premier lieu, je tiens à remercier Monsieur ABID Hamza professeur à l'Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbés d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse de doctorat Je tiens à lui exprimer ma profonde gratitude et mes sincères remerciements.

Je tiens à remercier à Madame BENAMARA Zineb Professeur à l'université Djillali Liabès de Sidi Bel-Abbès et directrice du laboratoire de Microélectronique Appliquée (AMEL) de m'avoir guidé et éclairé tout au long de ce travail. Ses conseils et ses encouragements m'ont permis de mener à terme la rédaction de cette thèse. Elle a su diriger ces recherches avec efficacité et gentillesse. Je la remercie pour les discussions fructueuses que nous avons eues et les conseils avisés qu'elle a su me prodiguer.

Je remercie Monsieur AKKAL Boudali, Professeur à l'Université de Sidi Bel Abbés pour m'avoir fait l'honneur de codiriger cette thèse. Je lui suis sincèrement reconnaissante pour toutes les remarques pertinentes et pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

Je remercie vivement Monsieur LASRI Boumediène, Professeur à l'université de Saida, qui m'a fait un grand honneur en acceptant de juger le travail de cette thèse.

Mes vifs remerciements vont également à Mr CHELLALI Mohammed, Professeur à l'Université de Sidi Bel Abbés, d'avoir accepté d'être membre du jury de cette thèse.

Je tiens à remercier Monsieur AMRANI Mohammed, Professeur à l'université Djillali Liabès de Sidi Bel-Abbès d'avoir accepté d'être membre invité du jury.

Enfin, je tiens à remercier tous les membres du laboratoire de Micro-Electronique Appliquée AMEL, tous mes amis (es) et tous mes collègues de travail.

SOMMAIRE

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE……..……..…….……..1

Chapitre I

RAPPEL THEORIQUE SUR L'HETEROJONCTION

INTRODUCTION :**.....3**

I-1 HETEROJONCTION SC/SC :**.....3**

I-1-2 HETEROJONCTION A L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE: 3

I-1-2-1 Hétérojonction SC/SC: 3

I-1-2-2 Diagramme de bandes d'énergie d'une hétérojonction SC/SC: 3

I-1-3 LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE D'UNE HETEROJONCTION SC/SC 5

I-1-4 HETEROJONCTION POLARISEE 10

I-1-5 MECANISMES DE TRANSPORT DANS L'HETEROJONCTION.....10

I-2 LES HETEROJONCTIONS METAL /SC : **.....11**

I-2-1 DIAGRAMME DES BANDES D'ENERGIE 11

I-2-1-a Premier cas : les travaux de sortie sont égaux, $\Phi_m = \Phi_{sc}$ 12

I-2-1-b Deuxième cas : les travaux de sortie du métal supérieur $\Phi_m > \Phi_{sc}$ 12

I-2-1-c Troisième cas : les travaux de sortie du métal supérieur $\Phi_m < \Phi_{sc}$. 13

I-2-2 ETUDE DU CONTACT SCHOTTKY, ZONE DE CHARGE D'ESPACE 14

I-2-2-a La zone désertée 14

I-2-2-b Champ électrique 15

I-2-2-c Potentiel électrostatique.....15

I-2-2-d Potentiel de diffusion.....16

I-2-2-e La largeur de la zone de charge d'espace.....16

I-2-2-f La Charge totale de la zone de charge d'espace dans le semiconducteur.....16

I-2-3 LA CAPACITE DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE.....17

I-2-4 MECANISMES DE CONDUCTION DANS UN CONTACT METAL-SEMICONDUCTEUR.....18

I-2-4-a Emission par-dessus la barrière.....19

I-2-4-b Théorie de l'émission thermoionique 26

I-2-4-c Théorie de la diffusion.....21

I-2-4-d Théorie d'émission thermoionique-diffusion 26
I-2-4-e Courant par effet tunnel 25
I-2-4-f Courant de recombinaison 26
I-2-4-g Conduction dans le modèle généralisé 27
I-2-5 LES ETATS D'INTERFACES 27

CONCLUSION : ***31***

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES : ***32***

CHAPITRE II :

DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET TECHNOLOGIE DE FABRICATION

INTRODUCTION : ***35***

II-1 MOYENS EXPERIMENTAUX (DISPOSITIF EXPERIMENTAL) : ***35***

II-1-1 LES BATIS ULTRAVIDE 35
II-1-2 DIFFERENTS ELEMENTS CONSTITUANT LE BATI 35
II-1-2-a Les canons à ions 38
II-1-2-b Les canons à électrons 38
II-1-2-c Le porte échantillon et le système de chauffage 38
II-1-2-d La source à rayons X 38
II-1-2-e Cellules d'évaporation 39
II-1-2-f La source d'azote de type plasma à décharge 40
II-1-2-g Analyseurs d'électrons 41
II-1-2-g-1 Analyseur à champ retardateur (RFA): 41
II-1-2-g-2 L'analyseur hémisphérique (HSA) 42
II-1-2-h Le détecteur channeltron 43

II-2 PREPARATION DES ECHANTILLONS : ***44***

II-2-1 Nettoyage chimique des échantillons de GaAs……45
II-2-2 Nettoyage ionique des échantillons de GaAs……*46*
II-2-3 Nitruration des substrats de GaAs……..46
II-2-4 Modélisation des couches de GaN/GaAs……47

II-3 METHODES DE LA CARACTERISTIQUE : ***48***

II-3-1 METHODES D'ANALYSE SURFACIQUE *48*

II-3-2 LA SPECTROSCOPIE DES ELECTRONS AUGER (A.E.S) *48*

II-3-3 LA SPECTROSCOPIE DES PHOTOELECTRONS X (XPS OU ESCA) *49*

II-4 DESCRIPTION DU MATERIEL DE MESURE : ***51***

II-4-1 LE BANC EXPERIMENTAL *51*

II-3-2 CARACTERISTIQUE CAPACITE-TENSION *56*

II- 3- 3 CARACTERISTIQUE I(V) *57*

II-3-3-1 Principe *57*

II-3-4 BANC EXPERIMENTAL *58*

CONCLUSION ***60***

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES : ***61***

Chapitre III :

CARACTERISATIONS ELECTRIQUES DES STRUCTURES EN FONCTION DE LA FREQUENCE

INTRODUCTION : ***63***

III-1 Présentation des structures étudiées Au/GaN/GaAs et Au/GaAs:…….. 63

III-2 Etude des caractéristiques électriques Capacité – Tension C-V et Conductance – Tension G-V en fonction de la fréquence pour les structures Au/GaN/GaAs…….65

III-2-1 CARACTERISTIQUES C-V *65*

III-2-2 CARACTERISTIQUES G-V *66*

III-2-3. LA RESISTANCE SERIE (RS-V) *67*

III-2-4.CARACTERISTIQUES C-V ET G-V CORRIGEES *69*

III-2-5. LES CARACTERISTIQUES C^{-2} –V *73*

III-2-6. LES CARACTERISTIQUES DE LA DENSITE DES ETATS D'INTERFACE N_{SS} *75*

III-3. Etude des caractéristiques électriques Capacité – Tension en fonction de la fréquence des structures Au/GaAs…….77

III-3-1. CARACTERISTIQUES C-V 77

III-3-2. CARACTERISTIQUES G-V *78*

III-3-3. LA RESISTANCE SERIE (RS-V) *79*

III-3-4. CARACTERISTIQUES C-V ET G-V CORRIGEES.....81

III-3-5. LES CARACTERISTIQUES C^{-2} –V.....83

III-3-6. LES CARACTERISTIQUES DE LA DENSITE DES ETATS D'INTERFACE N_{SS}.....84

CONCLUSION : 86

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES : 88

Chapitre IV :

CARACTERISATIONS ELECTIQUES DE LA STRUCTURE

Au/GaN/GaAs EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

INTRODUCTION.....91

IV-1. PRESENTATION DE L'ECHANTILLON D'ETUDE AU/GAN/GAAS:.....91

IV-2 RESULTATS EXPERIMENTAUX ET INTERPRETATIONS : 92

IV-2-1. CARACTERISATION ELECTRIQUE I(V) EN FONCTION DE LA TEMPERATURE.....92

IV-2-2 EXTRACTION DES PARAMETRES ELECTRIQUES.....93

- *Méthode de Cheung et Cheung 93*
- *Méthode de Norde.....95*

IV-2-3 ANALYSE DE LA BARRIERE INHOMOGENE 99

IV-2-4 LA BARRIERE MOYENNE ET LA DEVIATION STANDARD.....103

IV-2-5 CONSTANTE DE RICHARDSON MODIFIEE.....107

CONCLUSION : 109

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES : 111

CONCLUSION GENERALE.....114

ANNEXE A 117

ANNEXE B 127

INTRODUCTION GENERALE

Les nitrures du groupe III sont considérés comme des matériaux très importants pour les applications des dispositifs à semi-conducteurs depuis 1970. Ces matériaux connaissent actuellement un grand essor, du fait de leurs exceptionnelles propriétés électroniques et physiques qui ouvrent un vaste champ d'applications en électronique et optoélectronique. L'un des verrous technologiques à lever est la maîtrise des procédés de fabrication des structures Métal/Semiconducteur, aussi bien ohmiques que Schottky car contrairement aux matériaux purement covalents que sont les semiconducteurs de la colonne IV, les composés III-N à large bande interdite sont des matériaux partiellement ioniques ce qui rend les propriétés d'interface entre le métal et le semi-conducteur très particulières.

Dans les travaux de cette thèse de doctorat on s'intéresse à l'étude des structures à base de nitrures tels que le GaN. Ce dernier est élaboré sur des substrats de GaAs. La nitruration de ces matériaux permettent de fabriquer des structures GaN/GaAs appliqués dans les domaines de l'optoélectronique (lasers UV et bleus) et électroniques (applications à hautes températures et à haute puissance).

On s'intéressera, dans ces travaux, à la croissance de la couche de GaN par une source à décharge haute tension, dans un bâti ultravide. Nous obtenons ainsi des hétéro-structures à différentes épaisseurs de nano- films de GaN sur les substrats de GaAs.

La partie expérimentale consiste à effectuer des mesures des caractéristiques électriques Capacité – Tension de polarisation C-V et Conductance – Tension de polarisation G-V en fonction de la fréquence (entre 10 KHz et 1 MHz), Courant-Tension de polarisation I-V en fonction de la température (entre 80 K et 350 K).

Ainsi, cette thèse de doctorat comprend quatre chapitres :

Le premier chapitre est un rappel théorique sur le comportement électrique des hétérojonctions à deux semi-conducteurs différents et de structure métal / semi-conducteur (diodes Schottky). Nous exposerons les différents mécanismes de transport qui régissent leur fonctionnement ainsi que les formalismes mathématiques qui déterminent leurs caractéristiques électriques.

Dans le deuxième chapitre, on s'intéresse, dans un premier temps, à la description des dispositifs expérimentaux qui ont servis à l'élaboration des couches de nitrures de gallium. Les étapes technologiques utilisées pour la réalisation de nos structures, telle que le nettoyage chimique et ionique. Ces étapes sont ensuite, suivies par le processus de nitruration des substrats.

Nous exposons les dispositifs expérimentaux, les techniques d'analyses de surface, notamment la spectroscopie, des électrons Auger (AES) et des photoélectrons X (XPS). Nous achèverons ce chapitre par la présentation des différents bancs de mesure ayant servis pour le relevé des caractéristiques électriques des dispositifs tel que le banc capacité- tension, conductance –tension en fonction de la fréquence et le banc courant –tension en fonction de la température.

Le troisième chapitre sera consacré à l'analyse et la discussion des mesures expérimentales des caractéristiques C-V et G-V en fonction de la fréquence relevée à la température ambiante. Ces mesures, nous permettent d'étudier les états d'interface et leur effet, en particulier leurs densités et leurs distributions d'énergie. Les discussions et interprétations des résultats obtenus viendrons compléter ce chapitre.

Dans le quatrième chapitre, nous analysons les caractéristiques courant-tension mesurées en fonction de la température. Cette étude est réalisée par l'extraction des paramètres électriques qui sont la barrière de potentiel, le facteur d'idéalité, le courant de saturation et la résistance série. Ainsi, nous utilisons ces paramètres pour montrer l'inhomogénéité de la barrière selon le modèle de Werner, c'est-à-dire la détermination de la barrière moyenne et la déviation standard.

Enfin, le manuscrit est terminé par une conclusion générale où les principaux résultats obtenus sont résumés.

CHAPITRE I :

RAPPELS THEORIQUES SUR L'HETEROJONCTION

Introduction :

Dans ce chapitre, nous présentons quelque rappel théorique concernant l'hétérojonction Semiconducteur / Semiconducteur et Métal / Semiconducteur. Nous décrivons aussi l'ensemble des mécanismes de transport de charges dans les hétérojonctions pour connaitre les phénomènes physiques et électriques qui dominent le fonctionnement de ces dispositifs.

I-1 Hétérojonction SC/SC :

Une hétérojonction est une jonction formée de deux semiconducteurs de nature différente. Dont les structures de bandes sont différentes, en particulier la largeur de la bande interdite, l'affinité électronique et le niveau de dopage [1].

Une hétérojonction entre deux semiconducteurs peut être obtenue en faisant croitre une couche épitaxie d'un semiconducteur 1 sur un semiconducteur 2. Cette opération nécessite l'utilisation de semiconducteurs ayant des propriétés cristallines voisines, c'est à dire la taille des atomes doit être plus proche ainsi ayant dans le plan interfacial. Les mêmes symétries cristallines et des paramètres cristallins [2].

Selon le type de dopage utilisé pour les semi-conducteurs on peut distinguer deux types d'hétérojonctions: Les premières sont les hétérojonctions isotypes, ou les deux semiconducteurs sont de même type de dopage et les secondes sont les hétérojonctions anisotypes, ou les deux semiconducteurs sont dopés différemment [3].

I-1-2 Hétérojonction à l'équilibre thermodynamique:

I-1-2-1 Hétérojonction SC/SC:

I-1-2-2 Diagramme de bandes d'énergie d'une hétérojonction SC/SC:

Il existe deux types d'hétérostructure, une hétéro structure aniso-type et iso-type :

- L'hétérostructure aniso-type est formée de deux semiconducteurs de type de dopage différent p-n, caractérisés par les affinités électroniques $q\chi_1$ et $q\chi_2$, les bandes interdites E_{g1} et E_{g2} et les dopages représentés par les distances du niveau de Fermi à la bande de conduction. Le premier exemple d'une hétérostructure aniso-type a été proposé par Anderson, le diagramme énergétique de cette hétérostructure abrupte Ge-n/GaAs-p, non polarisée (V=0), idéale est représenté par la figure (I-1).

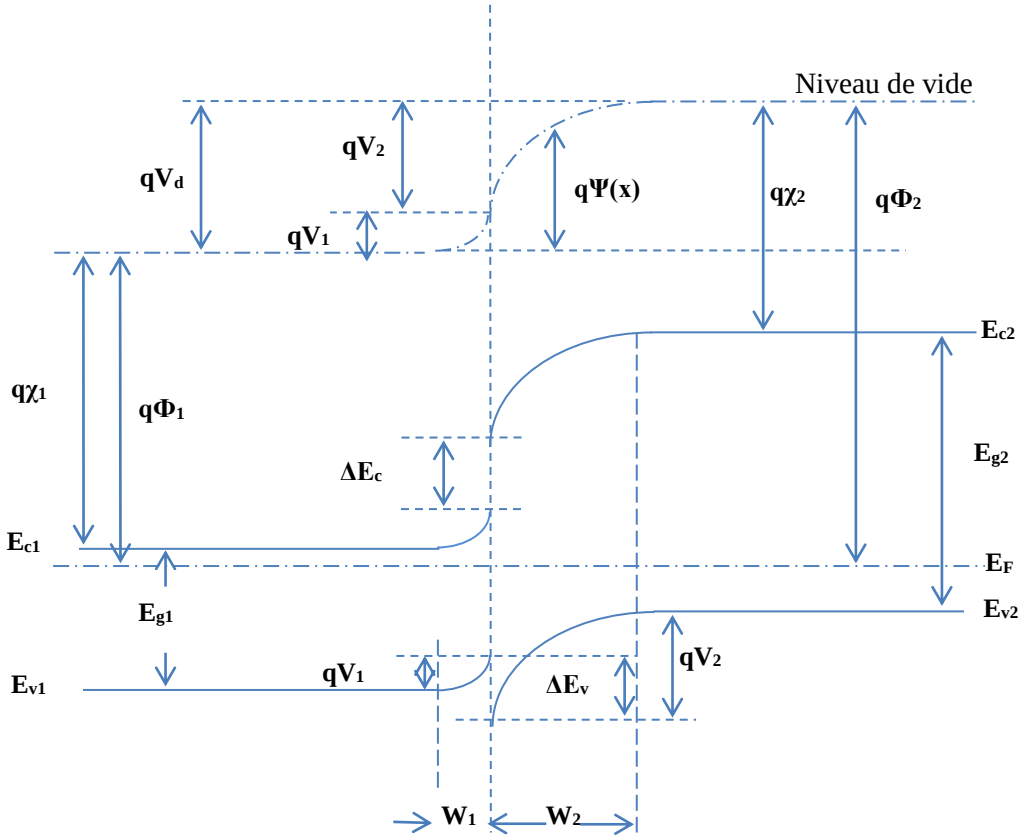


Figure I-1: *Diagramme de bande d'énergie d'une aniso-type hétérojonction n-p à l'équilibre thermodynamique [4].*

L'alignement des niveaux de Fermi des semiconducteurs provoqué par la différence des travaux de sortie est dû à la migration des électrons des états pleins du semiconducteur type N vers les états vides du semiconducteur type P. Cette diffusion entraîne l'apparition d'une zone de charge d'espace, positive dans le semiconducteur à faible travail de sortie, négative dans l'autre. Comme dans l'homojonction, la tension de diffusion augmente et elle se stabilise à la valeur qui arrêtera la diffusion et définit l'état d'équilibre. Les différences des énergies dans les bandes de conduction et de valence des deux semiconducteurs sont représentées respectivement par les équations suivantes :

$$\Delta Ec = q(\chi_1 - \chi_2) \qquad \text{(I-1)}$$

$$\Delta E_v = Eg_2 - Eg_1 \qquad \text{(I-2)}$$

La tension de diffusion entre les deux semi-conducteurs est donnée par :

$$V_d = V_2 + V_1 = \phi_2 - \phi_1 \qquad \text{(I-3)}$$

Il faut noter que le potentiel est continu à la jonction entre les deux semi-conducteurs et qu'il varie de façon monotone si les deux semi-conducteurs sont dopés de manière homogène.

La figure (I-1) montre deux types de discontinuité au voisinage de l'interface. Le premier type illustré dans la bande de conduction, représente une **pseudo-discontinuité**, il est caractérisé par une variation monotone, c'est-à-dire une différence d'énergie s'ajoute au potentiel de diffusion. Ce type de variation ressemble fortement à la variation des bandes d'énergie d'une jonction PN classique à homojonction. Le second type représente une **forte discontinuité**. Il montre une rupture importante entre les deux bandes de valences des deux semiconducteurs.

L'hétérojonction iso-type peut être formée de deux semiconducteurs à même type de dopage (voir figure I-2).

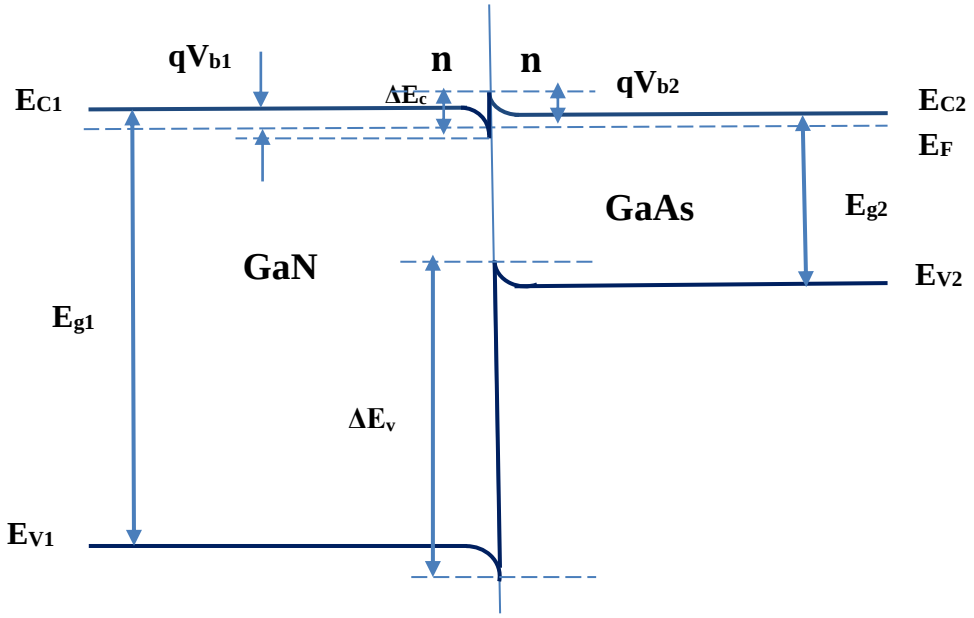


Figure I-2: *Diagramme énergétique d'une hétérojonction n-n iso-type à l'équilibre thermodynamique [4].*

I-1-3 La zone de charge d'espace d'une hétérojonction SC/SC [6-7-8] :

Le calcul peut être développé en régime de déplétion en supposant, comme dans le cas de l'homojonction p-n, que la zone de déplétion est vide de porteurs libres. Pour que la zone de charge d'espace soit en déplétion dans chacun des semiconducteurs, il

faut que ces derniers soient de types différents. Considérons aniso-type hétérojonction n-p à l'équilibre thermodynamique représentée sur la figure (I-1). Nous supposons les semiconsducteurs dopés de manière homogène. Nous appellerons N_{d1} l'excès de donneurs N_d-N_a dans le semiconducteur 1 et N_{a2} l'excès d'accepteurs N_a-N_d dans le semiconducteur 2. L'équation de Poisson s'écrit :

$$div\left[\varepsilon_s grad(\varphi)\right] = -\rho \tag{I-4}$$

ρ est la somme algébrique des différentes concentrations volumiques de charges électriques présentes dans le matériau. Elle est définie par :

$$\rho = -q\left(n - p + N_a^- - N_d^+ + N_{TA}^- - N_{TD}^+\right) \tag{I-5}$$

Et l'équation finale de Poisson peut être exprimée par :

$$div\left[\varepsilon_s grad(\varphi)\right] = q\left(n - p + N_a^- - N_d^+ + N_{TA}^- - N_{TD}^+\right) \tag{I-6}$$

φ(x) : le potentiel électrostatique ;

n, p : les concentrations des porteurs mobiles ;

N_{TA}^-, N_{TD}^- : les concentrations des impuretés dopantes.

Dans le cas d'un semiconducteur idéal :

La zone de charge d'espace est vide des porteurs mobiles.

$$n = p = 0 \tag{I-7}$$

et

Les états d'interface $N_{TA}^- = N_{TD}^+ = 0$ sont négligeables, le semiconducteur est dopé N.

Dans le semiconducteur 1, $N_{d1} >> N_{a1}$

$$\rho(x) = qN_{d1} \tag{I-8}$$

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = -\frac{qN_{d1}}{\varepsilon_1} \tag{I-9}$$

En intégrant une fois avec la condition E=0 en $x=x_1$ on obtient

$$\frac{dV(x)}{dx} = -E(x) = -\frac{qN_{d1}}{\varepsilon_1}(x - x_1) \tag{I-10}$$

En x=0, $E_{s1} = -\frac{qN_{d1}}{\varepsilon_1} x_1$ ($x_1<0$) (I-11)

En intégrant une deuxième fois et en appelant V_1 le potentiel de la région neutre du semiconducteur 1.

$$V(x) = -\frac{qN_{d1}}{2\varepsilon_1}(x - x_1)^2 + V_1 \tag{I-12}$$

Dans le semiconducteur 2, $N_{a2} >> N_{d2}$, $\rho(x) = -qN_{a2}$

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{qN_{a2}}{\varepsilon_2} \tag{I-13}$$

$$\frac{dV(x)}{dx} = -E(x) = \frac{qN_{a2}}{\varepsilon_2}(x - x_2) \tag{I-14}$$

En x=0 $E_{s0} = \frac{qN_{a2}}{\varepsilon_2} x_2$ (I-15)

$$V(x) = \frac{qN_{a2}}{2\varepsilon_2}(x - x_2)^2 + V_2 \tag{I-16}$$

Le champ et le potentiel électriques sont représentés sur la figure (I-3). La continuité de vecteur de déplacement à l'interface s'écrit :

$$\varepsilon_1 E_{s1} = \varepsilon_2 E_{s2} \tag{I-17}$$

$$-qN_{d1}x_1 = qN_{a2}x_2 \tag{I-18}$$

On posant $W_1 = |x_1|$ et $W_2 = |x_2|$

$N_{d1}W_1 = N_{a2}W_2$ (I-19)

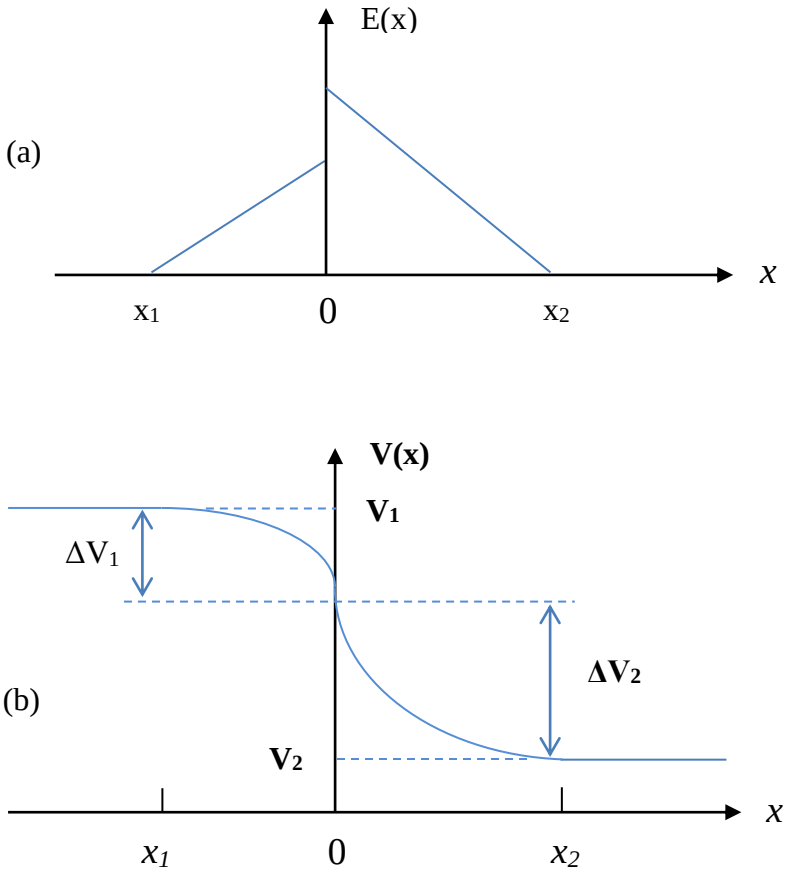


Figure I-3: *Champ et potentiel électriques à l'interface d'une hétérojonction n-p [8]*

La continuité du potentiel en x s'écrit :

$$-\frac{qN_{d1}}{2\varepsilon_1}W_1^2+V_1=\frac{qN_{a2}}{2\varepsilon_2}W_2^2+V_2 \qquad \text{(I-20)}$$

$$V_1-V_2=\frac{qN_{d1}}{2\varepsilon_1}W_1^2+\frac{qN_{a2}}{2\varepsilon_2}W_2^2 \qquad \text{(I-21)}$$

On utilisant la relation (I-20)

$$V_1-V_2=\frac{qN_{d1}}{2\varepsilon_1}W_1^2\left(\frac{\varepsilon_1N_{d1}+\varepsilon_2N_{a2}}{\varepsilon_2N_{a2}}\right)=\frac{qN_{a2}}{2\varepsilon_2}W_2^2\left(\frac{\varepsilon_1N_{d1}+\varepsilon_2N_{a2}}{\varepsilon_1N_{d1}}\right) \qquad \text{(I-22)}$$

D'où les expressions de la largeur de la zone de charge d'espace dans chacun des semiconducteurs :

$$W_1 = \left(\frac{2N_{a2}}{qN_{d1}} \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 N_{d1} + \varepsilon_2 N_{a2}} \right)^{1/2} (V_1 - V_2)^{1/2} \quad \text{(I-23)}$$

$$W_2 = \left(\frac{2N_{d1}}{qN_{a2}} \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 N_{d1} + \varepsilon_2 N_{a2}} \right)^{1/2} (V_1 - V_2)^{1/2} \quad \text{(I-24)}$$

La largeur totale de la zone de déplétion est donnée par $W=W_1+W_2$

$$W = \left(\frac{2\varepsilon_1 \varepsilon_2 (N_{d1} + N_{a2})^2}{qN_{d1}N_{a2}(\varepsilon_1 N_{d1} + \varepsilon_2 N_{a2})} \right)^{\frac{1}{2}} (V_1 - V_2)^{\frac{1}{2}} \quad \text{(I-25)}$$

Cependant, toute variation de V entraîne une modulation de la largeur de la zone de charge d'espace W dans l'interface des deux semiconducteurs. Il en résulte que la structure présente une capacité différentielle. La charge d'espace est donnée par [8] :

$$Q_{sc1} = -Q_{sc2} = qN_{d1}W_1 = qN_{a2}W_2 \quad \text{(I-26)}$$

Soit en explicitant W_1 donnée par l'expression (I-23) et l'expression deviennent :

$$V_1 - V_2 = V_d - V \quad \text{(I-27)}$$

On obtient la charge d'espace totale :

$$Q = \left[\frac{2q\varepsilon_1 \varepsilon_2 N_{d1} N_{a2}}{\varepsilon_1 N_{d1} + \varepsilon_2 N_{a2}} \right]^{1/2} (V_d - V)^{1/2} \quad \text{(I-28)}$$

La capacité différentielle est donné par :

$$C(V) = \left| \frac{dQ}{dV} \right| = \left[\frac{q\varepsilon_1 \varepsilon_2 N_{d1} N_{a2}}{2(\varepsilon_1 N_{d1} + \varepsilon_2 N_{a2})} \right]^{1/2} (V_d - V)^{-1/2} \quad \text{(I-29)}$$

Cette équation se simplifie dans le cas où l'un des semiconducteurs est beaucoup plus dopé que l'autre. Supposons par exemple $N_{a2} >> N_{d1}$.

$$C(V) = \left[\frac{2\varepsilon_1 \varepsilon_2 N_{d1} N_{a2}}{2\varepsilon_2 N_{a2}(1 + \varepsilon_1 N_{d1} / \varepsilon_2 N_{a2})} \right]^{1/2} (V_d - V)^{-1/2} \quad \text{(I-30)}$$

Dans la mesure électrique où les constantes électriques sont du même ordre de grandeur pour tous les semiconducteurs, si $N_{a2} >> N_{d1}$ l'expression de C(V) s'écrit :

$$C(V) = \left(\frac{2\varepsilon_1 N_d}{2} \right)^{1/2} (V_d - V)^{-1/2} \qquad \text{(I-31)}$$

On obtient une expression semblable à celles obtenues dans le cas de l'homojonction PN ou de la diode Schottky.

I-1-4 Hétérojonction polarisée :

Il existe pour les bandes de conduction et de valence deux types de discontinuités. Le premier correspond au cas où la tension de diffusion s'ajoute à la différence d'énergie des bandes considérées. Dans ce cas la variation d'énergie de la bande est monotone, nous appellerons cette discontinuité un **pseudo –continuité.**

Le deuxième type de discontinuité correspond au cas où la tension de diffusion et de la discontinuité des gaps jouent des rôles opposés.

A propos des courants d'électrons et de trous, il se montre clairement que chacun d'eux ne peut être important si la bande mise en jeu présente une forte discontinuité. Effectivement, dans ce cas la tension de diffusion et la hauteur de barrière résultant de la différence des gaps [9].

I-1-5 Mécanismes de transport dans l'hétérojonction [10]:

Il y'a trois mécanismes possibles de passages du courant dans une hétérojonction anisotypes polarisée en direct.

1- **Modèle d'Anderson** : les électrons passent de N vers P par-dessus le Spike et se recombinent avec les trous de P, il n'y a pas d'injection de trous de P dans N à cause de la barrière de potentiel ΔE_v.
2- **Modèle de Rediker :** les électrons passent de N vers P, par effet tunnel à travers le Spike puis se recombinent avec les trous.
3- **Modèle de Dolega :** les états d'interface capturent les électrons de N et les trous de P et créent de ce fait un courant de recombinaison, localisé à l'interface. En général, la théorie inclus que le transport des porteurs de charge dans une hétérojonction PN est régit par les trois mécanismes :
   - Dérive et diffusion à l'intérieure de la zone de charge d'espace.
   - Emission thermoionique à travers l'interface.

- Diffusion des porteurs minoritaires à l'intérieure des zones quasi-neutres.

I-2 Les hétérojonctions Métal /SC :

Dans cette partie nous allons présenter le contact métal-semiconducteur qui est très utilisé dans les dispositifs microélectroniques. Suivant la nature du métal et du semiconducteur, ce contact peut être ohmique, ou la résistance est négligeable par rapport à celle des couches mises en jeu, soit à un contact redresseur.

Le contact redresseur bloque le passage du courant en inverse et possède une faible tension de seuil en direct comme le montre la figure (I-4 a). Le contact ohmique, quand à lui laisse passer le courant quelle que soit la polarisation comme le montre la figure (I-4 b) [11].

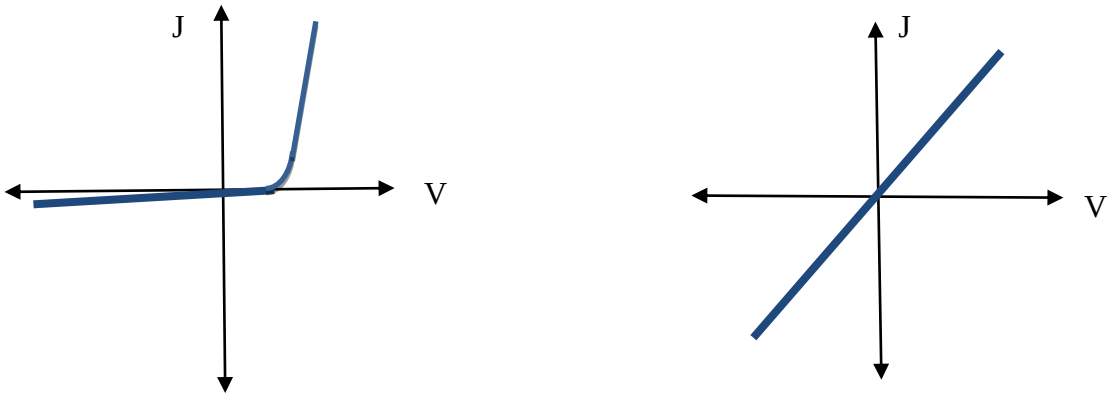


Figure I-4: *Courbe caractéristique de la densité de courant J en fonction de la tension de polarisation V (a) pour un contact Schottky et (b) pour un contact ohmique [11].*

I-2-1 Diagramme des bandes d'énergie [12] :

Pour comprendre le diagramme d'énergie de la diode Schottky. Il faut tout d'abord tracer le diagramme des deux matériaux séparément. Le métal caractérisé par son travail de sortie Φ_m (exprimé en eV) qui correspond à l'énergie nécessaire pour extraire un électron du métal. Le semi-conducteur de type n est caractérisé à la fois par son affinité électronique χ_{SC} et son travail de sortie Φ_{SC} qui correspondent respectivement à l'énergie entre le niveau du vide et la bande de conduction et à l'énergie entre le niveau du vide et le niveau de Fermi du semiconducteur.

I-2-1-a Premier cas : les travaux de sortie sont égaux, $\Phi_m = \Phi_{sc}$.

Nous avons choisis le niveau de vide NV comme le niveau de référence. Et lorsque le métal et le semiconducteur sont mis en contact, la distribution statique des électrons dans ce système est alors représentée par un niveau de Fermi unique. En fait dans la mesure où $\Phi_m = \Phi_{sc}$. Ces niveaux sont alignés en absence de contact. Le diagramme énergétique est représenté sur la figure (I-5). La barrière de potentiel s'établit au niveau de l'interface. Ce diagramme énergétique est valable quel que soit le type de semi-conducteur, dans la mesure où la condition $\Phi_m = \Phi_{sc}$ reste respectée. Les bandes sont horizontales. On dit que le système est en régime **des bandes plates**.

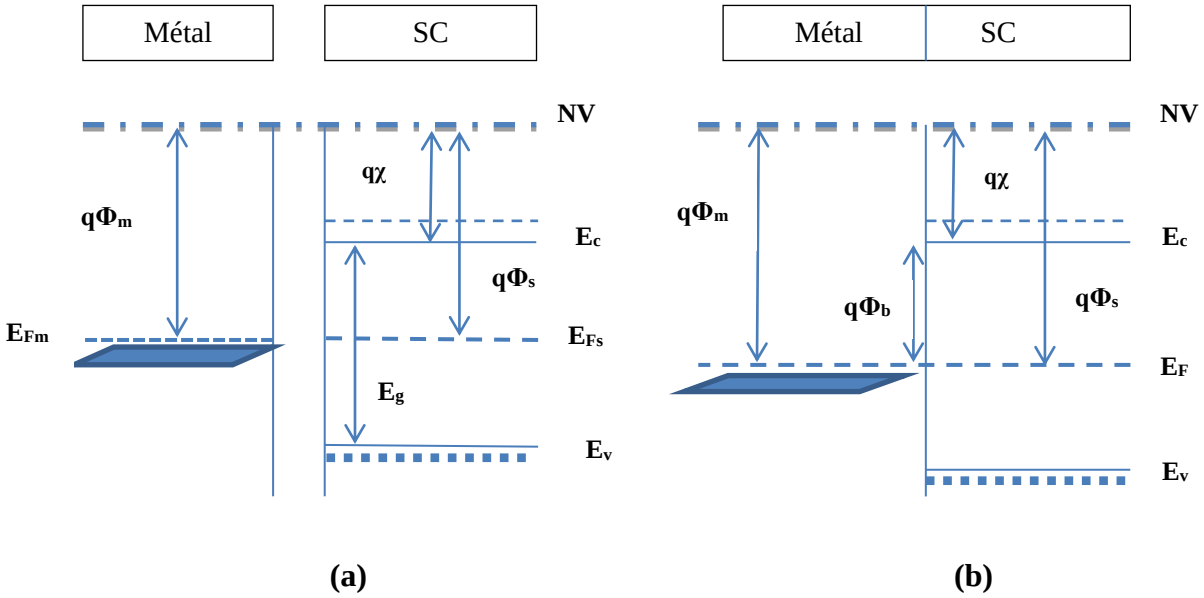


***Figure I-5**: Contact métal-semiconducteur avec q Φ_m = q Φ_{sc}.*

I-2-1-b Deuxième cas : les travaux de sortie du métal supérieur $\Phi_m > \Phi_{sc}$:

On considère que le semiconducteur est de type n. lorsqu'on mit les deux matériaux au contact. Les électrons passent du semiconducteur vers le métal entrainent des modifications énergétiques. Dans le semiconducteur une zone de déplétion se crée, la concentration des donneurs N_d^+ ne sont plus compensés par les électrons, il apparait une charge d'espace positive. Le niveau de Fermi étant horizontal, il en résulte une courbure des bandes vers le haut [13]. Un champ électrique ξ apparait entre le métal et le semiconducteur. Ce dernier repousse les électrons du semiconducteur loin de la surface. Il y a apparition d'une zone de charge

d'espace superficielle positive. Le champ ξ attire les électrons du métal vers la surface et il apparait une accumulation négative côté métal.

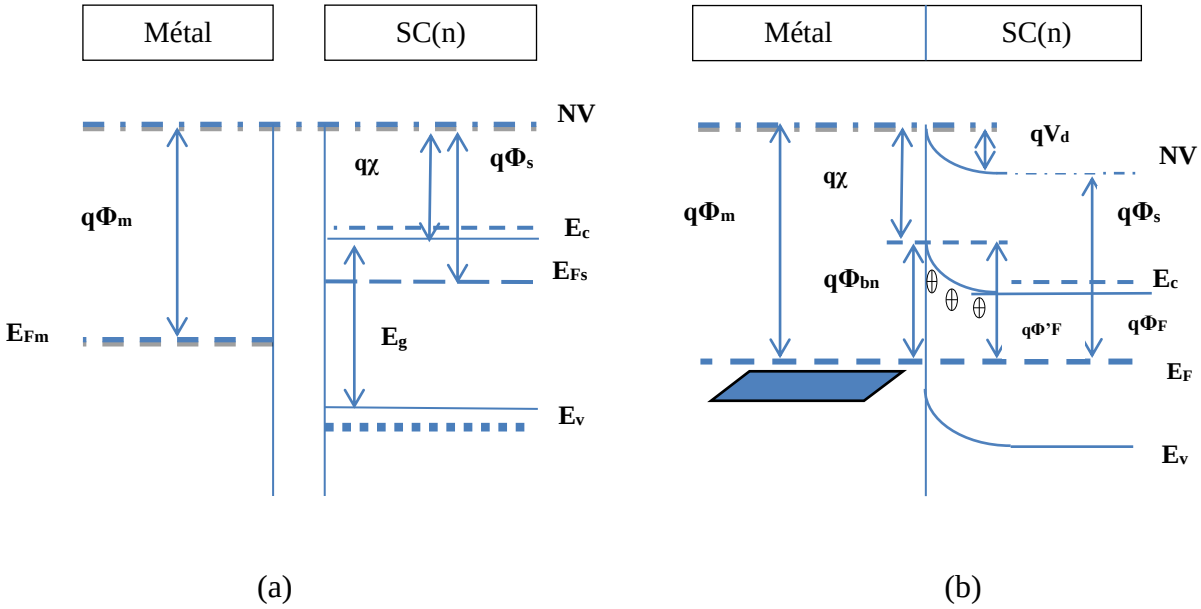


***Figure I-6**: Diagramme des bandes d'énergie d'un métal -semiconducteur type(n) avec $\Phi_m > \Phi_{sc}$ (a) : avant contact (b) : après contact.*

I-2-1-c Troisième cas : les travaux de sortie du métal supérieur, $\Phi_m < \Phi_{sc}$.

Lorsque les deux matériaux sont mis au contact, le travail de sortie du métal étant inférieur à celui du semiconducteur (type n). Les électrons passent du métal dans le semi-conducteur. Le système progresse jusqu'à l'alignement des deux niveaux de Fermi. Ce passage des électrons font apparaitre dans le métal un déficit d'électrons localisé à la surface, et dans le semiconducteur une zone d'accumulations très peu étalée. Il en résulte une courbure vers le bas des bandes de valence et de conduction.

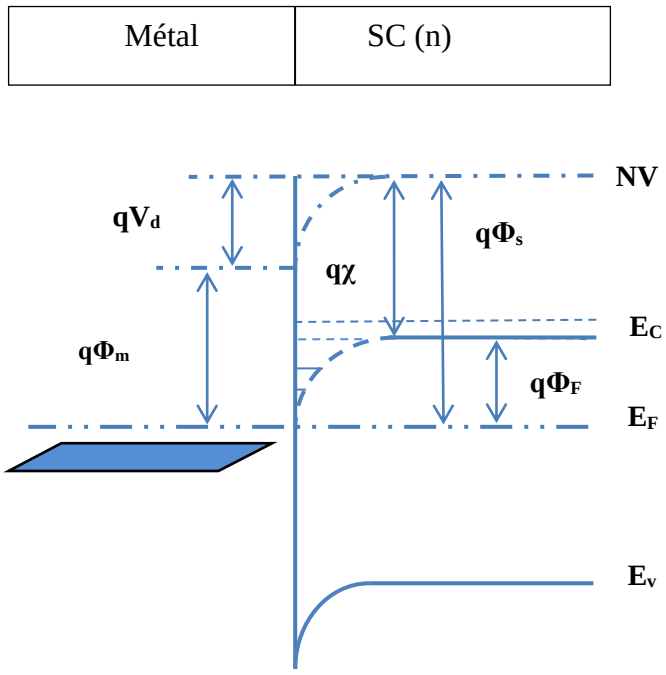


***Figure I-7**: Diagramme des bandes d'énergie d'un métal-semiconducteur type(n) avec $\phi_m < \phi_{sc}$.*

I-2-2 Etude du contact Schottky, zone de charge d'espace [14] :

La courbure des bandes d'énergie se produit dans une zone d'énergie variant de qV_d tel que représenté sur la figure (I-8). V_d correspond au potentiel interne à l'équilibre thermodynamique. Cette barrière de potentiel que doivent vaincre les électrons de la bande de conduction du semi-conducteur pour passer dans le métal.

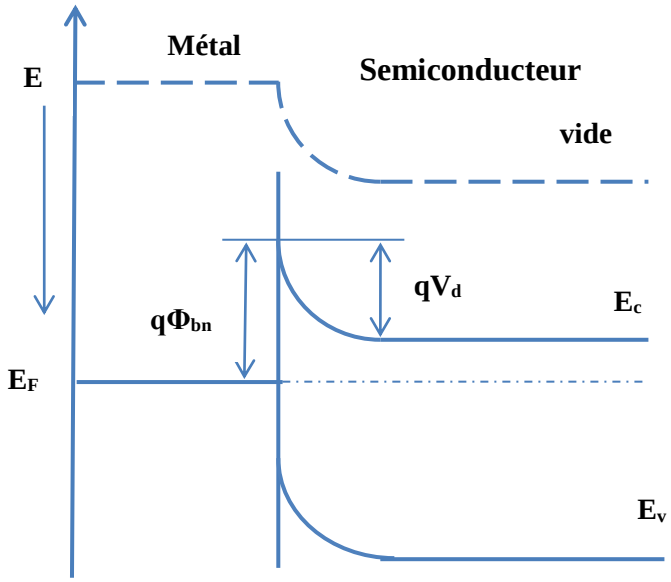


***Figure I-8** : Diagramme des bandes d'énergie faisant apparaître la tension de diffusion V_d.*

I-2-2-a La zone désertée :

Pour déterminer cette zone nous devons utiliser l'équation de Poisson. Dans un modèle unidimensionnel et nous pouvons négliger dans la zone de charge d'espace p et n devant N_d.

$\rho_x = qN_d$ pour $0 < x < W$

$\rho_x = 0$ pour $x \geq W$

ρ: densité des charges dans un semi-conducteur;

N_d : densité des donneurs**;**

W: zone de charge d'espace (ZCE) ;

I-2-2-b Champ électrique :

Pour déterminer le champ existant dans la (ZCE), nous devons intégrer l'équation de Poisson.

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \tag{I-32}$$

$$\frac{d\xi}{dx} = \frac{\rho}{\varepsilon_r \varepsilon_0} = \frac{q}{\varepsilon_r \varepsilon_0}(N_d) = \frac{qN_d}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \tag{I-33}$$

$$\xi(x) = \int \frac{qN_d}{\varepsilon_r \varepsilon_0} dx = \frac{qN_d}{\varepsilon_r \varepsilon_0} x + Cst \tag{I-34}$$

Les conditions aux limites s'expriment par un champ électrique qui est nul hors de la zone de charge d'espace ($\xi(W)= 0$). Ainsi l'expression du champ $\xi(x)$ devient :

$$\xi(x) = +\frac{qN_d}{\varepsilon_r \varepsilon_0}(x - W) = -\frac{qN_d}{\varepsilon_r \varepsilon_0}(W - x) \tag{I-35}$$

I-2-2-c Potentiel électrostatique :

En intégrant l'équation de Poisson pour une deuxième fois, nous obtenons l'expression du potentiel électrostatique V(x) dans la zone de charge d'espace :

$$V(x) = -\int \xi(x) d(x) = -\int \frac{qN_d}{\varepsilon_r \varepsilon_0}(x - W) dx \tag{I-36}$$

$$V(x) = -\frac{qN_d}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}\left(\frac{x^2}{2} - Wx\right) + Cst \tag{I-37}$$

Pour déterminer l'expression de la constante d'intégration, nous prenons l'origine des potentiels à l'interface (V(0) = 0).

On aura:

$$V(x)=-\frac{qN_d}{\varepsilon_0\varepsilon_r}\left(\frac{x^2}{2}-Wx\right) \qquad \text{(I-38)}$$

I-2-2-d Potentiel de diffusion :

La tension de diffusion c'est la différence entre les deux travaux de sortie du métal et du semiconducteur $V_d = \phi_m - \phi_{Sc}$.

$$V_d = (x=W) - V\,(x=0) = -\frac{qN_d}{\varepsilon_0\varepsilon_r}\left(\frac{W^2}{2}-W^2\right) = \frac{qN_d}{\varepsilon_0\varepsilon_r}W^2 \qquad \text{(I-39)}$$

I-2-2-e La largeur de la zone de charge d'espace :

D'après la relation on peut tirer l'expression de la largeur de la zone de charge d'espace W à l'équilibre:

$$W=\sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{qN_d}V_d} \qquad \text{(I-40)}$$

La valeur de l'extension de la zone de charge d'espace est de la même grandeur de la jonction PN puisque les tensions de diffusion restent en générale de quelque dixième de volts : elle dépend très fortement du dopage

Si on polarise la structure avec une tension V sur le métal par rapport au semiconducteur. Supposant que la tension de polarisation est positive cela revient à diminuer le champ interne et la différence de potentiel total et le cas contraire pour une polarisation inverse. La formule devient :

$$W=\sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{qN_d}\left(V_d-|V|\right)} \qquad \text{(I-41)}$$

I-2-2-f La Charge totale de la zone de charge d'espace dans le semiconducteur :

La densité de charge par unité de surface à l'équilibre thermodynamique s'exprime par :

$$Q_{sc} = -Q_m = qN_d W = \sqrt{2\varepsilon_r \varepsilon_0 qN_d (V_d - V)} \quad \text{(I-42)}$$

I-2-3 La capacité de la zone de charge d'espace :

Nous définissons la capacité équivalente par unité de surface du semiconducteur. On suppose que cette capacité soit de type plane sa formule est donc $C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r A}{W}$

A l'équilibre thermodynamique on obtient :

$$C(V=0) = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r A}{\left[\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_r}{qN_d} V_d\right]^{\frac{1}{2}}} = A\left[\frac{q\varepsilon_0 \varepsilon_r N_d}{2V_d}\right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{(I-43)}$$

A: étant la surface de la grille métallique;

C (V=0) : est la capacité statique de la diode à l'équilibre.

Sous polarisation, on aura la capacité par unité de surface qui s'exprime par:

$$C(V) = \left[\frac{q\varepsilon_0 \varepsilon_r N_d}{2}\right]^{\frac{1}{2}} (V_d - V)^{\frac{1}{2}} \quad \text{(I-44)}$$

A partir de cette équation, nous pouvons extraire la variation de l'inverse du carré de la capacité en fonction de la tension appliquée V.

$$\frac{1}{C_{SC}^{\ 2}} = \frac{2(V_d - V)}{qN_d \varepsilon_r \varepsilon_0} \quad \text{(I-45)}$$

Cette formule est importante car elle montre qu'en traçant l'inverse du carré de la capacité en fonction de la tension, la pente de la courbe est directement proportionnelle au dopage:

$$N_d = \frac{-2}{q\varepsilon_r \varepsilon_0} \frac{1}{d\left(1/C_{Sc}^{\ 2}\right)/dV} \quad \text{(I-46)}$$

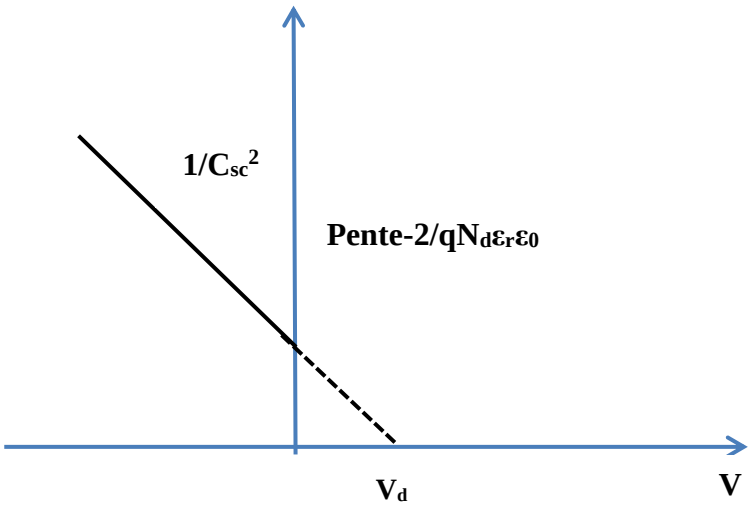
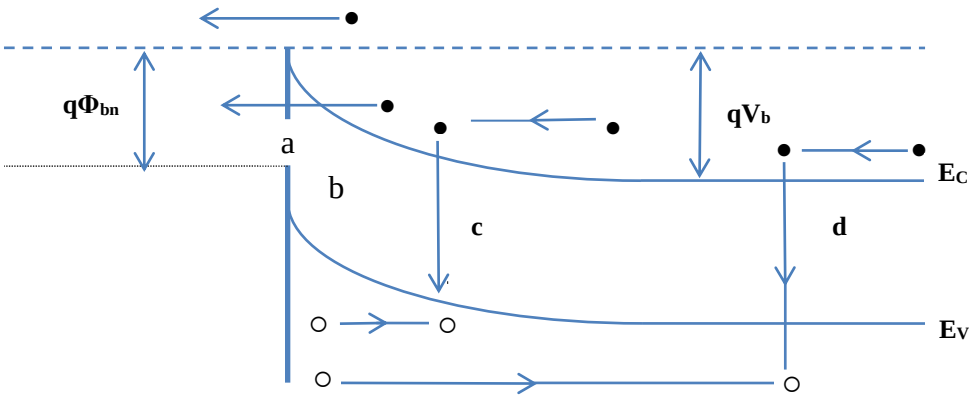


Figure I-9: *Variation du carré de l'inverse de la capacité en fonction de la tension.*

Cette technique est utilisée pour déterminer le profil du dopage au cours de la fabrication des composants.

I-2-4 Mécanismes de conduction dans un contact métal-semiconducteur :

Dans cette partie, nous allons définir les différents mécanismes de conduction du courant dans le contact métal- semiconducteur. Nous donnerons aussi l'expression du courant dans le modèle simple pour étudier les différents phénomènes qui interviennent dans cette conduction puis nous passons au modèle générale. Les processus de conduction dans un contact Schottky sont essentiellement dus aux porteurs majoritaires, or le courant des porteurs minoritaires étant négligeables. Plusieurs mécanismes sont à l'origine de ce transport, et peuvent se manifester simultanément ou séparément. Les différents mécanismes de transport de charges à travers une barrière Schottky, du semi-conducteur vers le métal [4-15], sont représentés par la figure (I-10).



a)- électrons émis par-dessus la barrière ;
b)- électrons émis par effet tunnel ;
c)- courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace ;
d)- courant de recombinaison dans la région neutre.

Figure I-10 : *Mécanisme de transport à travers une barrière Schottky sous polarisation directe [16].*

a) Emission d'électrons par-dessus la barrière qui comprend d'une part, le modèle de diffusion existant dans des semiconducteurs faiblement dopés et d'autre part, le modèle thermoïonique se manifestent dans une gamme de dopage relativement élevé.
b) Emission par effet tunnel se faisant à travers la barrière. Ce phénomène intervient pour des dopages très élevés et dépend de la température.
c) Recombinaison dans la zone de charge d'espace.
d) Recombinaison dans la région neutre appelée encore injections de trous.

Le processus d'émission d'électrons par-dessus la barrière est le plus important puisqu'il définit le bon fonctionnement du contacte métal- semiconducteur de ce fait, nous nous intéressons, particulièrement, à la présentation des théories dans ce cas d'émission.

I-2-4-a Emission par-dessus la barrière:

Le courant des majoritaires est conditionné par divers phénomènes physiques dans les différentes régions de la structure. En effet, à l'interface, il est conditionné par l'émission thermoïonique par-dessus la barrière de potentiel. Dans la zone de charge d'espace du semiconducteur, il est régi par les phénomènes de diffusion.
Nous considérons successivement chacune de ces régions, dans une structure métal-semiconducteur idéale de type n, avec $\Phi_m > \Phi_s$ (voir figure I-11).

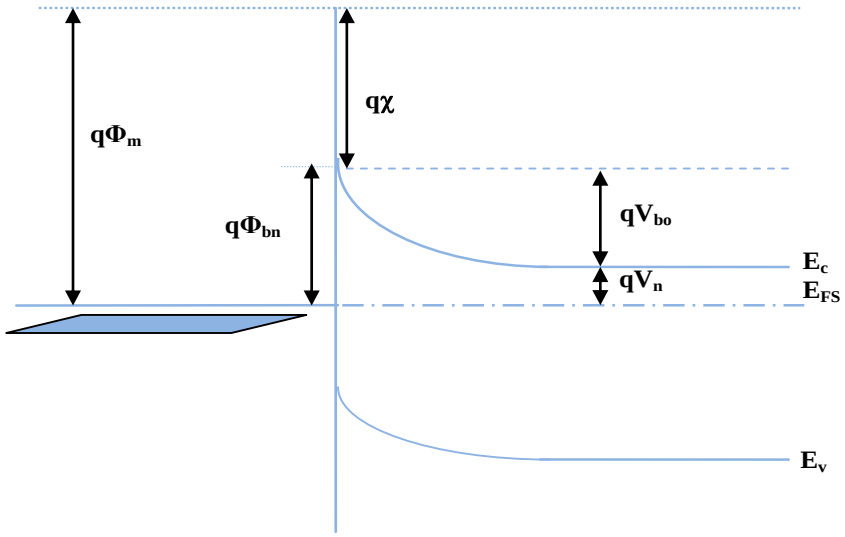


Figure I-11 : *Diagramme énergétique d'un contact métal-semiconducteur idéal à l'équilibre thermodynamique.*

I-2-4-b Théorie de l'émission thermoïonique :

L'effet thermoïonique est le passage des électrons ayant une énergie supérieure à celle de la hauteur de barrière au-dessus de la barrière de potentiel. Sa validité repose sur le respect des hypothèses suivantes [17]:

- Les électrons à l'interface du semiconducteur sont en équilibre thermique avec ceux du volume ;
- Le flux du courant n'affecte pas l'équilibre ;
- La hauteur de barrière est très supérieure au terme (kT/q) ;

Dans ce cas, l'expression de la densité de courant résultant du semiconducteur vers le métal donnée par Bethe [18] est :

$$J_{s\to m} = A^* T^2 \left(e^{-\frac{q\phi_{bn}}{kT}} \right) \left(e^{-\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \qquad \text{(I-47)}$$

où A^* étant la constante de Richardson et est donnée par l'expression :

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \qquad \text{(I-48)}$$

T : température de fonctionnement

k : constante de Boltzmann

On peut simplifier la densité de courant totale dans la structure, par l'expression :

$$J_T = J_{ST}\left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1\right) \tag{I-49}$$

où J_{ST} est le courant de saturation retrouvé par le modèle d'émission thermoïonique; ce courant a pour expression :

$$J_{ST} = A^* T^2 e^{\frac{-q\phi_{bn}}{kT}} \tag{I-50}$$

I-2-4-c Théorie de la diffusion

Dans ce cas, les effets des collisions des électrons à l'intérieur de la zone de charge d'espace sont ici considérés [4]. La densité de courant des électrons à travers la zone de déplétion est donnée par la somme de la composante de courant de conduction et celle du courant de diffusion, en tenant compte des hypothèses suivantes :

- Le libre parcourt moyen des électrons est petit devant la largeur W de la zone de charge d'espace ;
- La hauteur de barrière est très supérieure au terme (kT/q) ;
- La concentration des porteurs aux points x = 0 et x = W est indépendante du flux du courant et est identique à celle de l'équilibre.

Le courant dans la zone de charge d'espace dépend du gradient de concentration $\partial n/\partial x$ et du champ électrique ξ; par conséquent, il s'écrit sous la forme :

$$J(x) = \left[n(x)\mu_n \xi + D_n \frac{\partial n}{\partial x}\right] = qD_n\left[-\frac{qn(x)}{kT}\frac{\partial V(x)}{\partial x} + \frac{\partial n}{\partial x}\right] \tag{I-51}$$

Où D_n est la constante de diffusion des électrons dans le semi-conducteur définie par :

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{q} \tag{I-52}$$

En multipliant l'expression précédente par $e^{-qV(x)/kT}$ et en intégrant entre 0 et W, nous aurons:

$$J\int_0^W e^{\frac{qV(x)}{kT}}dx = qD_n\left[n(x)e^{\frac{qV(x)}{kT}}\right]_0^W \qquad \text{(I-53)}$$

En utilisant les conditions aux limites suivantes :

$$\text{Pour}\begin{cases} V(0) = -\phi_{bn} \\ n(0) = N_c e^{-\frac{q\phi_{bn}}{kT}} \end{cases} \qquad \text{(I-54)}$$

$$\text{Pour}\begin{cases} V(W) = -(V_n - V) \\ n(W) = N_c e^{-\frac{qVn}{kT}} \end{cases} \qquad \text{(I-55)}$$

En substituant les équations (I-54) et (I-55) dans la relation (I-53), on obtient :

$$J_D = J_{SD}\left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1\right) \qquad \text{(I-56)}$$

J_{SD} étant la densité de courant de saturation de la structure retrouvée par le modèle de diffusion et exprimée par :

$$J_{SD} = \frac{q^2 D_n N_c}{kT}\left[\frac{2qN_d(V_{b0} - V)}{\varepsilon_S}\right]^{1/2} e^{\frac{q\phi_{bn}}{kT}} \qquad \text{(I-57)}$$

I-2-4-d Théorie d'émission thermoïonique-diffusion:

La théorie combinée de l'émission thermoïonique-diffusion était présentée d'abord par Crowell et Sze [4-19].

Dans les deux modèles, les expressions du courant sont proportionnelles à $(e^{qV/kT} - 1)$, la seule variation entre les deux modèles réside dans les expressions du courant de saturation J_{ST} et J_{SD}.

La figure (I-12) présente le diagramme énergétique hors équilibre d'une diode Schottky, cette dernière visualise les deux courants, courant thermoïonique et courant de diffusion situés entre x_m et la zone de déplétions et entre x_m vers le métal respectivement.

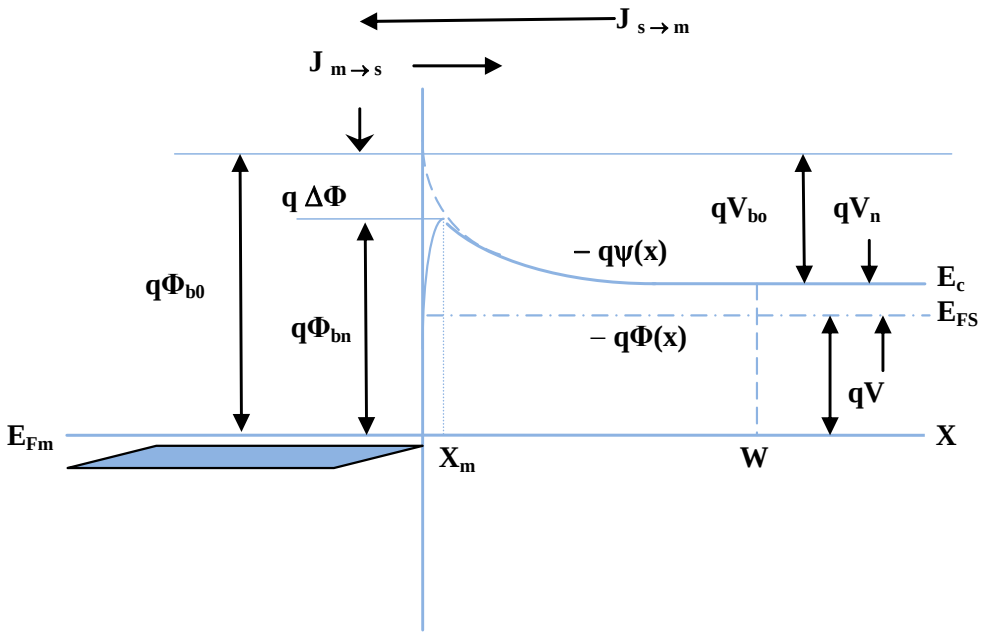


Figure I-12 : *Diagramme énergétique d'une structure idéal d'un contact métal-semiconducteur.*

L'expression de la densité de courant dans la zone de déplétion est définie par :

$$J_n = -q\mu_n n(x)\frac{d\phi(x)}{dx} \qquad \text{(I-58)}$$

où μ_n, $\Phi(x)$sont respectivement la mobilité d'électrons et le potentiel électrostatique du semiconductequr et n(x) est la densité d'électrons hors équilibre exprimée par :

$$n(x) = N_c e^{\frac{q(\phi(x)-\Psi(x))}{kT}} \qquad \text{(I-59)}$$

En remplaçant n(x) par son expression donnée par l'équation (I-59) et en intégrant entre x_m et W avec $\Phi(W) = -V$, on obtient :

$$e^{\left(\frac{qV}{kT}\right)} - \frac{J_n}{kTN_c\mu_n}\int_{x_m}^{W} e^{-\frac{q\Psi(x)}{kT}}dx = e^{\frac{-q\phi(x_m)}{kT}} \qquad \text{(I-60)}$$

La seconde région est située entre le métal et la valeur $x = x_m$, la densité de courant dans cette région est fonction de la vitesse de recombinaison V_{Rn}.

$$J_n = qV_{Rn}\left[n(x_m) - n_0(x_m)\right] \qquad \text{(I-61)}$$

avec

$$V_{Rn} = \frac{A^* T^2}{qN_C} \tag{I-62}$$

N_c est la densité d'état effective des électrons et V_{Rn} la vitesse de recombinaison. $n_o(x_m)$, $n(x_m)$ sont respectivement la densité des électrons au point $x = x_m$ avant et après le contact :

$$n_0(x_m) = N_c e^{\frac{-q\phi_{bn}}{kT}} \tag{I-63}$$

$$n(x_m) = N_c e^{\frac{q(\phi(xm)+\phi_{bn})}{kT}} \tag{I-64}$$

En se basant sur les équations (I-63) et (I-64), on peut écrire l'expression (I-65) sous la forme:

$$\frac{J_n}{qN_C V_{Rn}} e^{\frac{q\phi_{bn}}{kT}} + 1 = e^{-\frac{q\phi(x_m)}{kT}} \tag{I-65}$$

En éliminant le terme $e^{-q\phi(x_m)/kT}$ entre les équations (I-60) et (I-65), l'expression de la densité de courant d'émission thermoïonique-diffusion est :

$$J_{TD} = \frac{qN_c V_{Rn}}{1+V_{Rn}/V_{Dn}} e^{\frac{-q\phi_{bn}}{kT}} \left(e^{\left(\frac{qV}{kT}\right)} - 1 \right) \tag{I-66}$$

où V_{Dn} est la vitesse de diffusion donnée par [20-21] :

$$V_{Dn} = \left[\frac{q}{kT\mu_N} \int_{x_m}^{W} e^{\frac{-q(\Psi(x)+\phi_{bn})}{kT}} dx \right]^{-1} \tag{I-67}$$

Les différents mécanismes de transport du courant diffèrent par le courant de saturation I_s. Ce dernier dépend des vitesses de recombinaison V_{Rn} et de diffusion V_{Dn}.

- Si $V_{Dn} >> V_{Rn}$, le rapport $\frac{qN_c V_{Rn}}{1+V_{Rn}/V_{Dn}}$ de l'équation (I-66) tend vers qN_cV_{Rn}.

  C'est alors le processus thermoïonique à travers la couche d'interface qui domine (I_T).

Pour un semiconducteur de très grande mobilité, l'équation $V_{Dn} >> V_{Rn}$ est généralement vérifiée :

- Si $V_{Dn} << V_{Rn}$, le rapport $\frac{qN_cV_{Rn}}{1+V_{Rn}/V_{Dn}}$ de l'équation (I-66) se réduit à qN_cV_{Dn}, et c'est le processus de diffusion à travers la couche d'interface (I_D) qui domine, généralement l'équation $V_{Dn} << V_{Rn}$ est vérifiée pour un semiconducteur de faible mobilité.

I-2-4-e Courant par effet tunnel

Il y a deux modes de transports par effet tunnel à travers une barrière Schottky, l'un est fonction de la température (émission thermoïonique assistée par effet de champ), l'autre est en fonction du dopage (émission par effet de champ).

Si le transport du courant est contrôlé par l'émission thermoïonique d'électrons assistés par effet de champ, la relation de la densité de courant $J_{TC}(V)$ est exprimée par [22] :

$$J_{TC} = J_S e^{\frac{qV}{E_0}} \tag{I-68}$$

avec

$$E_0 = E_{00}\coth\left(\frac{qE_{00}}{kT}\right) \tag{I-69}$$

E_{00}, E_0 représentent les énergies caractéristiques du semiconducteur relatives à la probabilité de transmission par effet tunnel

avec

$$E_{00} = \frac{h}{4\pi}\sqrt{\frac{N_d}{m^*\varepsilon_s}} \tag{I-70}$$

où le facteur d'idéalité n est relié à l'énergie E_0 par la relation :

$$n = \frac{qE_0}{kT} \tag{I-71}$$

La densité du courant de saturation J_s par le mécanisme d'émission thermoïonique d'électrons assisté par effet de champ est en fonction de la température, de la hauteur

de barrière et d'autres paramètres du semiconducteur. Ce mécanisme est limité par les valeurs de la température T qui vérifie :

$$kT \rangle \frac{2qE_0}{\ln\left[4(\phi_{bn} - V)/V_n\right]} \tag{I-72}$$

et

$$\frac{\cosh^2(qE_{00}/kT)}{\sinh^2(qE_{00}/kT)} \langle \frac{2(\phi_{bn} + V_n + V)}{3E_{00}} \tag{I-73}$$

Donc la densité du courant de saturation J_s est exprimée par :

$$J_S = qA^*T \frac{\left[\pi E_{00}(\phi_{b0} - V - V_n)\right]^{1/2}}{k\cosh\left(\frac{qE_{00}}{kT}\right)} e^{\left[\frac{qV_n}{kT} \frac{q(\phi_{b0}+V_{th})}{E_0}\right]} \tag{I-74}$$

Les équations (I-72) et (I-73) permettent de déterminer la gamme de température pour laquelle le transport du courant peut être expliqué par le mécanisme d'émission thermoïonique assisté par effet de champ.

En haute température, dans le cas où $qE_{oo} << kT$, l'équation (I-69) se réduit à $E_0=kT/q$. La pente $1/E_0$ de la caractéristique $Ln(J_{TC}) = f(V)$ dépend directement de la température. Ce cas correspond de l'émission thermoïonique.

En basse température, le paramètre E_0 est presque constant puisque le terme E_{00} est très supérieur à kT. Par conséquent, la pente de la caractéristique $Ln(J_{TC}) = f(V)$ est constante et est indépendante de la température. Le mécanisme dominant est donc l'émission par effet de champ [23].

I-2-4-f Courant de recombinaison

Les études sur les courants de recombinaison dans les diodes Schottky ont toutes pour point de départ l'article de l'auteur [24], les hypothèses énoncées sont identiques à celle des jonctions PN, celles Hall, Shockley et Read.

Dans ces conditions, l'expression du courant de recombinaison se met sous la forme :

$$J_R = J_{R0}\left(e^{\frac{qV}{2kT}} - 1\right) \tag{I-75}$$

En fait, bien souvent le courant de recombinaison non identifiable se superpose au courant thermoïonique, $J = J_{th}+J_r$, est responsable de la valeur élevée de n [24-25].

I-2-4-g Conduction dans le modèle généralisé

La formation du contact métal-semiconducteur ne se fait que par le biais des pièges qui se trouvent dans la couche isolante interfaciale. Par ailleurs, elle diminue le flux d'électrons transmis du semiconducteur vers le métal. Elle entraîne en outre, un abaissement de la hauteur de barrière Φ_{bn} d'une quantité proportionnelle à la chute de tension Δ_0 à travers la couche isolante.

Afin de traduire l'influence de la densité d'états d'interface N_{ss} sur la caractéristique courant-tension, l'expression de la densité de courant s'écrit [26-27] :

$$J_n = J_s(1-e^{-\frac{qV}{kT}})e^{\frac{qV}{nkT}} \qquad \text{(I-76)}$$

n est le facteur d'idéalité traduisant l'effet de la densité d'état d'interface N_{ss} sur les caractéristiques électriques d'une diode Schottky [28] :

$$n = 1+\frac{\delta}{\varepsilon_i}\left[\frac{\varepsilon_s}{W}+qN_{ss}\right] \qquad \text{(I-77)}$$

J_s est la densité du courant de saturation définie par [29- 30] :

$$J_s = A^{**}T^2 e^{-\frac{q\phi_{bn}}{kT}} \qquad \text{(I-78)}$$

avec

A^{**} est la constante de Richardson effective exprimée par :

$$A^{**} = A^{*}\frac{m^{*}}{m_e} \qquad \text{(I-79)}$$

où:

m* : la masse effective de l'électron.

m_e : masse de l'électron.

I-2-5 Les états d'interfaces [31] :

Dans ce qui précède, nous avons ignoré la présence éventuelle des états d'interface. Ces états peuvent jouer un rôle important si les niveaux d'énergie qui leur associés sont situés dans la bande interdite du semi-conducteur. En effet, lors de la mise en équilibre de la structure certains électrons se piègent sur ceux de ces états dont les niveaux d'énergie se retrouvent au-dessous du niveau de Fermi. Il en résulte une charge d'espace supplémentaire Q_{ss} localisée à la surface même du semi-conducteur. Appelons Q_m la charge par unité de surface côté métal et Q_{sc} côté semi-conducteur on a:

$$Q_m = -(Q_{sc} + Q_{ss}) \tag{I-80}$$

Avec :

$$Q_{ss} = -qN_{ss}(E_g - q\phi_0 - q\phi_{bn} - q\Delta\phi) \tag{I-81}$$

N_{ss} est la densité d'états de surface par unité d'énergie et par unité de surface, $q\Delta\phi$ est l'abaissement de la barrière par effet Schottky, $q\phi_0$ le niveau d'énergie qui correspond aux états de surface.

La charge d'espace formée dans la zone de charge d'espace du semi-conducteur s'écrit comme :

$$Q_{sc} = \left[2q\varepsilon_{sc} N_d \left(\phi_{bn} - V_n + \Delta\phi - \frac{kT}{q} \right) \right]^{1/2} \tag{I-82}$$

Ou V_n est la différence de potentiel entre la bande de conduction et le niveau de Fermi du semiconducteur. Soit Δ_0 la chute de potentiel existant dans la couche interfaciale de l'isolant d'épaisseur δ et de permittivité diélectrique ε_i à l'équilibre thermodynamique. En appliquent la théorie de Gauss à la charge Q_m, Δ_0 s'écrit :

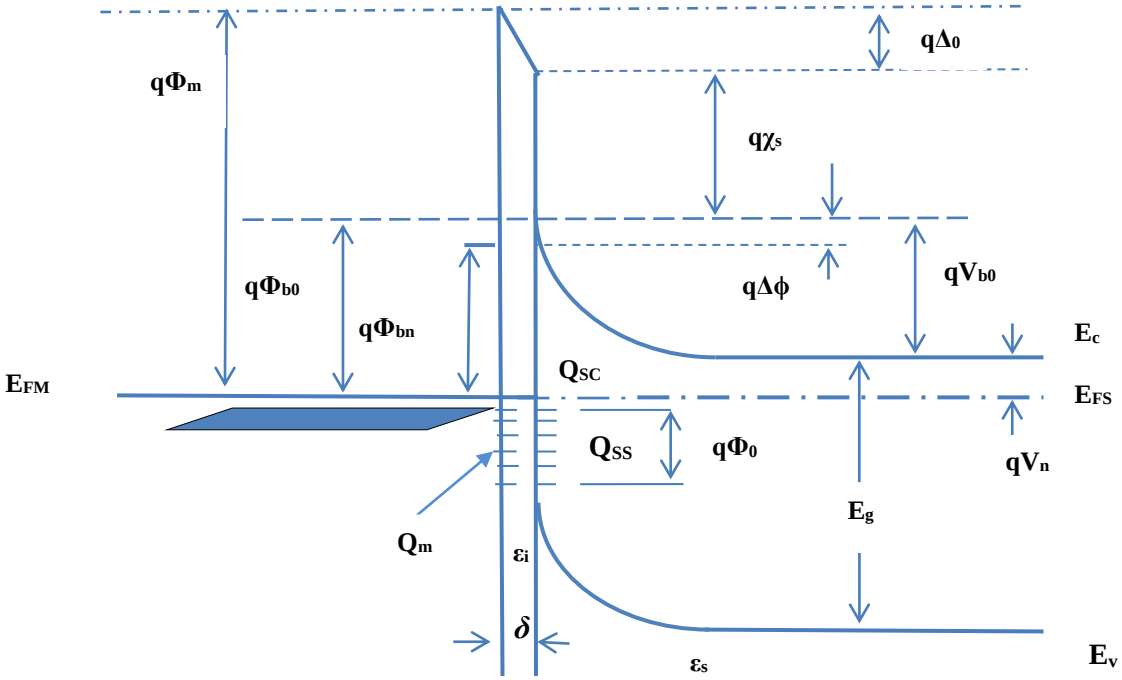


Figure I-13 : *Diagramme énergétique d'un contact Schottky type N (avec états de surface et une couche d'oxyde natif) à l'équilibre thermodynamique.*

D'après le diagramme énergétique de la figure (I-13) on peut écrire également Δ_0 comme :

$$\Delta_0 = \phi_m - (\chi_s + \phi_{bn} + \Delta\phi) \tag{I-83}$$

Avec :

$$\phi_m - (\chi_s + \phi_{bn} + \Delta\phi) = \delta \frac{(Q_{sc} + Q_{ss})}{\varepsilon_i} \tag{I-84}$$

En remplaçant Q_{sc} et Q_{ss} par leurs expressions

$$\phi_m - (\chi_s + \phi_{bn} + \Delta\phi) = \left[\frac{2q\varepsilon_{sc} N_d \delta}{\varepsilon_i^2} \left(\phi_{bn} + Vn + \Delta\phi - \frac{kT}{q} \right) \right]^{\frac{1}{2}} - \frac{qNss\delta}{\varepsilon_i} (E_g - q\phi_0 - q\phi_{bn} - \Delta\phi) \tag{I-85}$$

Si on adopte que la couche d'interface δ est suffisamment fine et le dopage du semiconducteur est inferieur 10^{18} cm^{-3} (N_d<10^{18} cm^{-3}) ainsi que, la permittivité du semiconducteur ($\varepsilon_s \approx 10\varepsilon_i$), on peut exprimer la hauteur de barrière en présence d'état d'interface comme suit [4] :

$$\phi_{bn} = \beta(\phi_m - \chi_s) + (1-\beta)\left(\frac{E_g}{q} - \phi_0\right) - \Delta\phi \tag{I-86}$$

Avec

$$\beta = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_i + q^2 \delta N_{SS}} \tag{I-87}$$

Nous faisons remarquer que si la densité d'état de surface est infiniment grande, le facteur β tend vers zéro (β→0). Nous retrouvons alors la valeur limite de la hauteur de barrière. Par contre dans le cas, où il y a absence totale d'états de surface, le facteur β tend vers un (β→1) et nous nous retrouvons dans le cas d'un contact métal-semiconducteur idéal [4-11].

Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons défini quelques rappels théoriques concernant les hétérojonctions (semiconducteur –semiconducteur et métal -semiconducteur). Ainsi, nous avons exposés les différents mécanismes de transport de courant dans les hétérojonctions tel que l'émission par-dessus de la barrière en présentant essentiellement la théorie de l'émission thermoïonique et la théorie de diffusion et l'émission par effet tunnel ainsi que la recombinaison dans la zone de charge d'espace.

Références bibliographiques :

[1] Zougagh Nabil,

Thèse de doctorat d'état de l'université de Sidi-Bel-Abbés (2012).

[2] A. Vapaille, R. Castagne,

Dispositifs des semi-conducteurs et des composants électroniques. Edition DUNOD, (1990).

[3] Hamroun Amine,

Mémoire de magister, l'université de Tlemcen, (2011).

[4] S. M. Sze

Physics of Semiconductor Devices, 2nd ed. (Wiley, New York, 245) (1981).

[5] A.S. Grove

Physique et technologie des dispositifs à semiconducteur, Edition Dunod 197.

[6] W. Schockley and W. T. Read,

Physical Review, 5 (1952)835.

[7] Hadjaj Brahim,

Thèse de doctorat , l'université de Sidi-Bel-Abbés, (2017).

[8] Belroul Rafika.

Mémoire de magister, l'université de Sidi Bel Abbes, (2012).

[9] Henry Mathieu,

Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques, Masson 4eme édition, 1997.

[10] A. G. Milnes and D. L. Feucht,

Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions, New York and London, 1972.

[11] Boumesjed Aicha,

Mémoire de magister, l'université de Sidi Bel Abbes, 2014.

[12] Olivier Bonnaud.

Composants à des semi-conducteurs de la physique du solide aux transistors, Edition

[13] Zouaoui Larbi,

Mémoire de magister, l'université de Sidi Bel Abbes, (2012).

[14] Kacha Arslane Hatem,

Thèse de doctorat, l'université de Sidi-Bel-Abbés, (2017).

[15] C.R. Crowell and S.M. Sze.

Solid State Electronics ,9(1966) 1035.

[17] E.H. Rhoderick,

Clarendo Press Oxford (1980).

[16] B. Akkal,

Thèse de doctorat d'état, l'université de Sidi-Bel-Abbés, (2002).

[18] H. A. Bethe,

Mit Radiation Laboratory Report, 43 (1942) 12.

[19] C. R. Crowell and V. L. Rideout.

Solid State Electronics Pergamon Press,12(1969) 89-105.

[20] P.Chattopadhyay.

Solid state electronics. 36(1993) 1641.

[21] E.H.Nicollian, and A.Goetzberger.

Bell syst Tech. J.46 (1967) 1055.

[22] F. A. Padovani, R Straton,

Solid Stat Electron 9 (1966) 695.

[23] P.Chattopadhay,

Solid Stat Electonics, 38 (1995) 739.

[24]A.Y. C. Yu et E. H. Snow,

Journal of applied Physics, 39 (1968) 3008.

[25] E.H. Rhoderik.

Clarendo Press Oxford, (1978).

[26]A. Singh,

Solid State Electronics, 26 (1983) 815.

[27] H.C.Card, E.H. Williams,

J.Appl Phys, 4 (1971) 1589.

[28] P.Cova, and A. Singh,

Solid state Electronics, 33(1990) 11.

[29] H.C. Card , E. H. Rhoderik,

J. Appl. Phys, 4(1971) 1589.

[30] A.K. Srivastava, B.M. Arora and S.Guha,

Solid State Electronics, 38 (1980) 185.

[31] Abd El Aziz Rabehi,

Thèse de doctorat d'état, l'université de Sidi-Bel-Abbés,(2017).

CHAPITRE II :

DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET TECHNOLOGIE DE FABRICATION

Introduction :

Dans ce chapitre nous décrirons les dispositifs expérimentaux tels que les bâtis ultravides et leurs éléments. Ensuite, nous entamons la préparation des substrats de GaAs (100), notamment leur nettoyage chimique et ionique, ainsi au processus de leur nitruration avec une source à décharge (Glow Discharge Cell (GDS))

Les composants obtenus sont ensuite étudiés à l'aide des méthodes spectroscopies qui sont la spectroscopie Auger et la spectroscopie XPS. Ces dernières permettent de déterminer la composition chimique de la surface.

Nous voyons aussi les différents bancs de mesure qui nous permettent de déterminer les caractéristiques électriques des substrats C-V et G-V en fonction de la fréquence et I-V en fonction de la température (chapitre III et chapitre IV).

II-1 Moyens expérimentaux (dispositif expérimental) :

II-1-1 Les bâtis ultravide [1-2-3] :

Les bâtis ultravide ont été fabriqués pour la réalisation des couches minces et leurs analyses. Le premier bâti ultravide comporte trois chambres : une chambre d'introduction, une chambre de dépôts et une chambre d'analyse contenant l'analyseur hémisphérique. Ces trois chambres sont séparées par des vannes et une cannes de transfert permet la aussi de translater l'échantillon d'une chambre à l'autre. Le deuxième bâti est composé d'une chambre d'introduction rapide d'échantillon, ainsi que d'une chambre d'analyse et de dépôt qui contient donc les sources d'évaporation de matériaux et le spectromètre RFA. Une canne de transfert permet de faire circuler l'échantillon entre ces deux chambres.

II-1-2 Différents éléments constituant le bâti :

Le bâti est constitué de deux bâtis ultravides différents permettant une analyse complète de la surface d'un échantillon (figure II-1 et II-2)

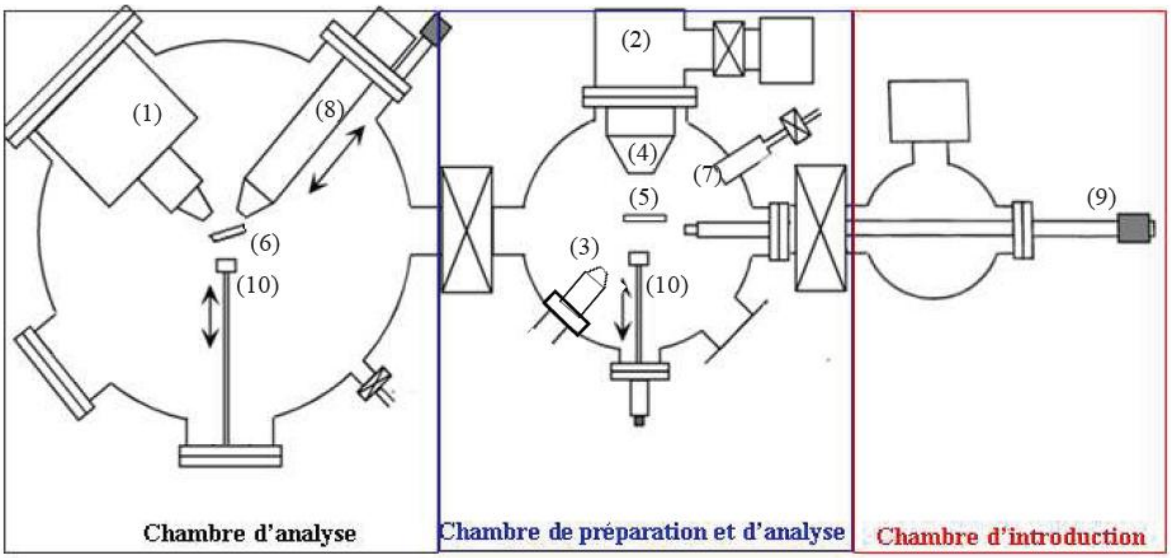


Figure II-1: *schématisation du bâti ultra vide.*

(1) Analyseur hémisphérique (HSA), (2) Analyseur à champs retardateur (RFA), (3) Canon à ions, (4) Canon à électrons, (5) Porte échantillon chauffant et parking, (6) Porte échantillon non chauffant, (7) Cellule d'évaporation d'or, (8) Source de rayon X, (9) Canne de transfert, (10) Fourchette pour le positionnement de l'échantillon sur le porte échantillon.

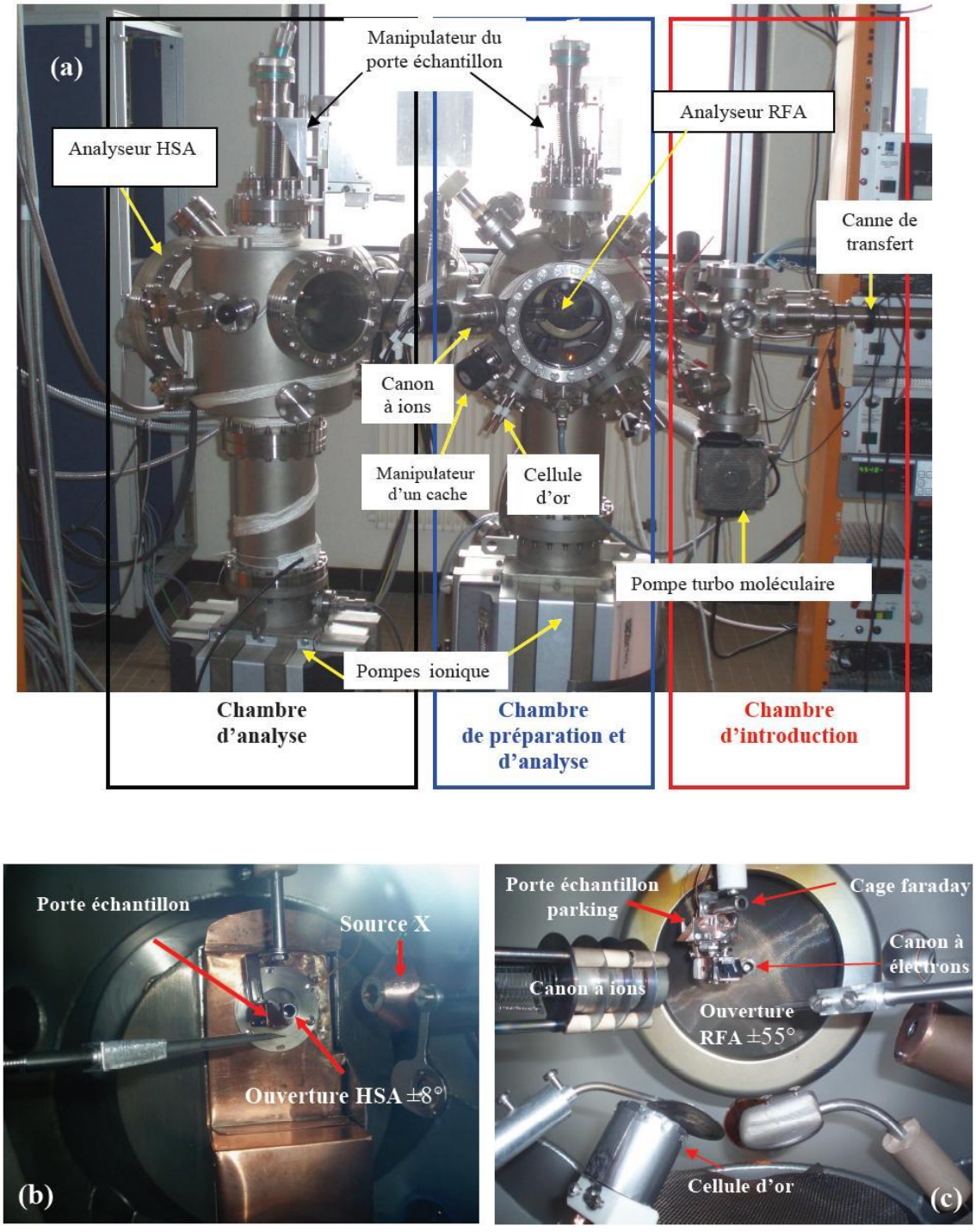


Figure II-2 : *(a) photographies du bâti ultra vide, (b) l'intérieur de la chambre d'analyse et (c) l'intérieur de la chambre de préparation.*

II-1-2-a Les canons à ions :

Le nettoyage in-situ des échantillons est réalisés par le bombardement ionique d'ions Ar^+, ces ions sont produit avec un canon à ions de type RIBER (modèle CI 10). De l'argon pur à 99.999% est introduit dans la chambre d'analyse par une vanne micro-fuite jusqu'une pression de 10^{-3} Pa. Plusieurs paramètres doivent être contrôlés et optimisés lors du nettoyage des substrats : l'énergie des ions Ar^+ et l'intensité du filament de chauffage doivent être fixées. Ainsi, le courant de l'échantillon doit être équivalent à la densité de courant du faisceau primaire.

II-1-2-b Les canons à électrons :

Ils permettent d'effectuer des analyses de spectroscopie des électrons Auger et spectroscopie de perte d'énergie (EELS). Ce type des canons sont constitués d'un filament de tungstène chauffé par effet Joule, d'une cathode (Wehnelt) polarisée négativement par rapport au filament et d'une anode polarisée positivement. Les électrons sont attirés ainsi vers l'anode et l'énergie du faisceau est égale à la différence de potentiel entre l'anode et la cathode.

II-1-2-c Le porte échantillon et le système de chauffage :

Le porte échantillon multidirectionnel se situe au centre de l'enceinte. La chambre de préparation et d'analyse (figure II-2) peut recevoir 3 échantillons. Les portes échantillons sont composés de deux parties: une partie que l'on appelle parking qui permet de stocker deux échantillons et une partie analyse. Le porte échantillon en cuivre permet une bonne conduction thermique et électrique et possède un système de chauffage. Le thermocouple chromel /alumel contrôle la température. Une cage de Faraday, positionnée au-dessus des échantillons est isolée du porte échantillon par une céramique, permet de mesurer le courant du faisceau d'électrons primaire (figure II-2c).

II-1-2-d La source à rayons X :

Cette source comporte une double anode aluminium/magnésium. Les électrons émis par un filament chauffé sont accélérés par une différence de potentiel de 15 kV entre le filament et l'anode. Ces électrons ionisent les atomes de l'anode qui émettent un rayonnement X caractéristique du matériau qui la constitue. Cependant, lorsque

ces électrons pénètrent la surface de l'anode, ils sont fortement ralentis, ce qui conduit à l'émission d'un rayonnement X appelé Bremsstrahlung (Rayonnement de freinage).

Dans le cas des anodes Al ou Mg l'émission Bremsstrahlung est faible par rapport à la raie d'émission K_{α}, car le nombre atomique de ces éléments est faible [4-5].

La figure (II-3) représente la source à rayons X à double anode. Une fenêtre constituée d'une grille de molybdène transparente à 94% est placée après les anodes. Elle permet d'écranter les éventuels électrons qui ne sont pas attirées par le potentiel de l'anode (15kV). Pour absorber les raies satellites $K_{\alpha3,\alpha4}$, $K_{\alpha5,\alpha6}$ et K_{α} de l'aluminium et du magnésium, une fenêtre en aluminium mobile, d'une épaisseur de 1.5 µm, est placée après la grille en molybdène.

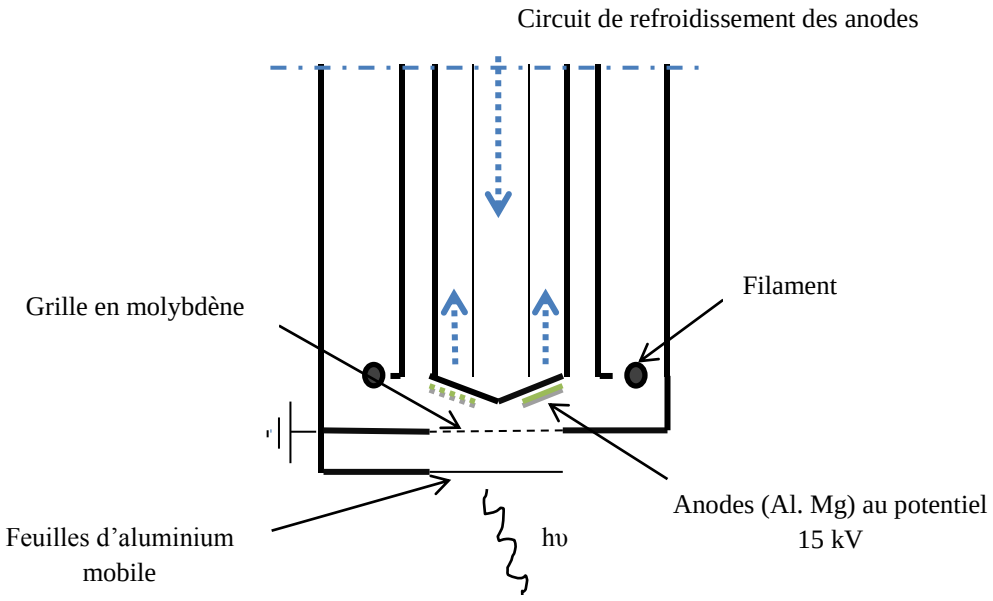


***Figure II-3** : Schéma simplifié d'une source à rayons X.*

II-1-2-e Cellules d'évaporation:

Les cellules d'évaporation sont présentées dans la chambre de préparation permettant le dépôt de gallium, d'or et de nickel.

Ces cellules de type Knudsen ont le même principe de fonctionnement. Un filament chauffé par effet Joule entoure un creuset contenant le matériau à déposer. Celui-ci est chauffé jusqu'à la vaporisation, le dépôt s'effectue sur l'échantillon placé dans l'axe de la cellule.

Un thermocouple relié à un régulateur et situé sur le creuset permet de contrôler la température d'évaporation. De plus, un cache cylindrique et un serpentin d'eau entourent le creuset afin d'éviter une diffusion de chaleur dans l'enceinte. Un trou est percé dans le cache cylindrique, ce qui permet le contrôle de la direction d'évaporation [6].

II-1-2-f La source d'azote de type plasma à décharge :

En fait, la molécule d'azote est très stable (énergie de liaison : 9,9 eV [7]), ce qui rend difficile la production d'espèces azote atomique, pour cela il est préférable d'utiliser une source de type à décharge plasma qui permet de produire l'azote atomique en cassant la molécule N_2.

Dans la source de production d'azote à décharge par plasma (Figure II-4), on utilise une tension continue de 2 kV entre l'anode et la cathode créant ainsi un plasma. L'anode est constituée par un cylindre en acier inoxydable enchâssé dans un tube de quartz. Ce cylindre est porté à la haute tension. La cathode reliée à l'enceinte ultravide, est percée d'un trou de diamètre 1,5 mm permettant aux espèces azotées de sortir vers l'enceinte.

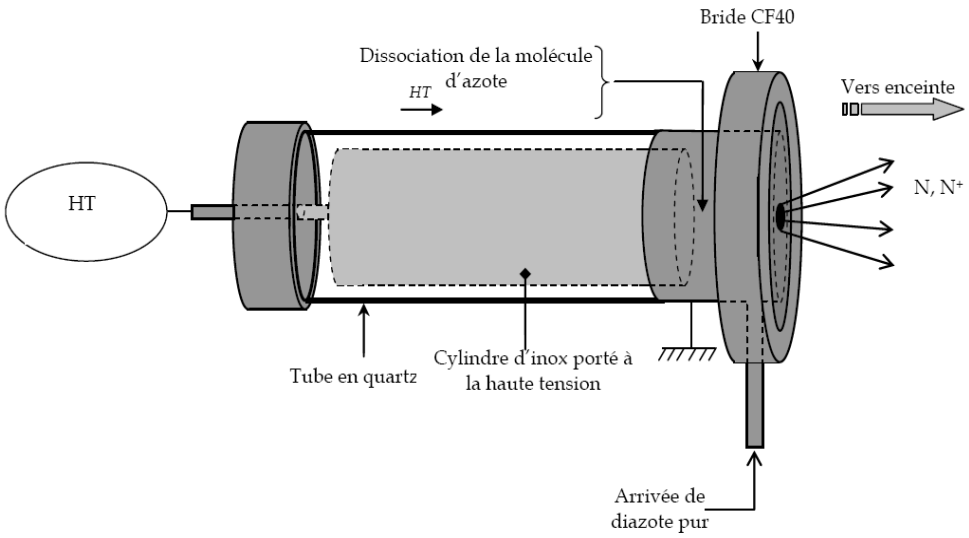


Figure II-4 : *Schéma de la source d'azote de type plasma à décharge [2].*

Il y a une arrivée latérale pour l'introduction du di-azote pur à 99,999% provenant d'une bouteille. L'inconvénient d'une telle source réside dans son fonctionnement à une pression d'azote diatomique relativement élevée (10^{-1} Pa dans l'enceinte). Dans la

quantité d'ions azote N^+ produits, le courant d'échantillon mesuré (N_2^+, N^+) est de l'ordre du micro-ampère par centimètres carré.

II-1-2-g Analyseurs d'électrons :

Les deux analyseurs présentent dans le Laboratoire sont : l'analyseur à champ retardateur appelé RFA et l'analyseur hémisphérique ou HSA.

II-1-2-g-1 Analyseur à champ retardateur (RFA):

Il est constitué principalement de trois éléments (Figure II-5) :

- une source d'excitation : canon à électrons
- un collecteur d'électrons : écran métallique C
- un système de filtre passe-haut pour les électrons composé des quatre grilles G1, G2, G3, G4. (figure II-5).

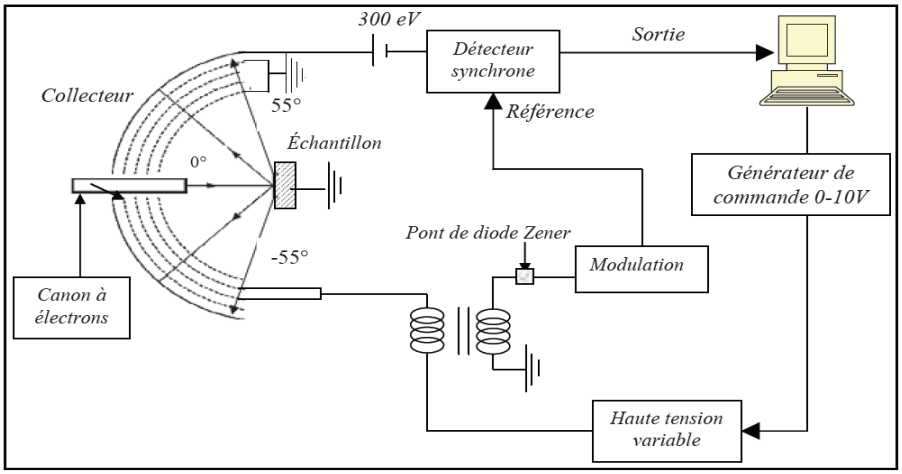


Figure II-5: *Schéma du RFA.*

Les électrons d'énergie primaire E_0 et d'intensité I_0 sont focalisés perpendiculairement à l'échantillon :

- La grille G1 est à la masse de façon à assurer un espace sans champ entre elle-même et l'échantillon, relié à la masse également. Dans cet espace, les électrons induits par l'excitation de l'échantillon (électrons rétrodiffusés ou émis) ne sont ni déviés, ni décélérés.

- Les grilles G2 et G3 sont portées à un potentiel retardateur VR. Ce potentiel définit une barrière pour les électrons : seuls ceux possédant une énergie supérieure à EVR peuvent traverser ce champ et franchir les grilles.
- La grille G4, liée à la masse, placée entre les grilles G2, G3, permet de soustraire l'influence du potentiel appliqué à ces grilles retardatrices sur l'écran collecteur [8].
- L'écran collecteur, porté à un potentiel de 300 V, permet de collecter les électrons filtrés à la sortie des grilles en les accélérant.

L'intensité des électrons recueillis par le collecteur est définie comme suit :

$$I(E) = \int_{eV_R}^{E_P} T(E)\,N(E)\,dE \qquad \text{(II-1)}$$

Ou

T(E) est la transmission de l'analyseur ;

N(E) représente la distribution énergétique des électrons collectés.

II-1-2-g-2 L'analyseur hémisphérique (HSA) :

L'analyseur hémisphérique décrit par la figure (II-6). Dans un tel analyseur, de type dispersif, les électrons sont déviés par un champ électrostatique. La distribution énergétique est obtenue en faisant varier le champ électrique et en collectant les électrons dans une fenêtre d'énergie constante. Le filtrage se fait dans un intervalle d'énergie étroit.

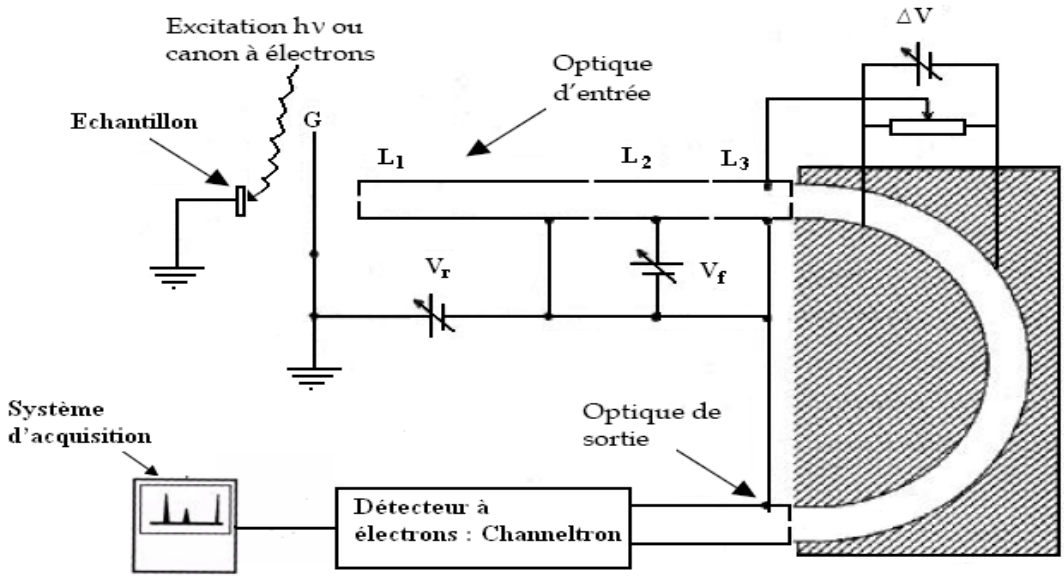


Figure II-6: *L'analyseur hémisphérique.*

L'analyseur hémisphérique est basé sur le modèle de M.D. Bui [9], il est composé de trois parties : l'optique d'entrée, l'analyseur qui est constitué de deux hémisphériques et l'optique de sortie.

L'optique d'entrée est composée de trois lentilles (L_1, L_2, L_3) de filtrage qui sont des électrodes cylindriques creuses. Elle présélectionne les électrons à étudier [9].

Les lentilles L_1 et L_3 sont portées à un potentiel retardateur V_R qui permet de freiner les électrons jusqu'à l'énergie de passage E_p.

La lentille L_2 permet d'appliquer le potentiel de focalisation V_f et de faire converger ainsi le faisceau d'électrons issus de l'échantillon jusqu'à l'entrée des deux hémisphères. Entre ceux-ci est appliquée une différence de potentiel $\Delta V = k\ E_p$, (k étant une constante dépendante de la géométrie de l'analyseur) et ces deux hémisphères permettent un second filtrage des électrons.

Le facteur de transmission défini comme étant : $V_f / \Delta V$ a été fixé à une valeur égale à 6. Cette valeur permet une focalisation optimale du faisceau d'électrons sur la fente de sortie [10].

A la sortie de l'analyseur, les électrons sont recueillis par un channeltron (multiplicateur d'électrons) de gain 2×10^8 sous une tension d'alimentation de 3,2 kV [2]. Le channeltron est placé après la fente de sortie de l'analyseur. Cela permet d'amplifier le courant d'électrons et d'utiliser un mode de comptage en impulsions. L'ensemble est relie à un ordinateur muni d'un programme d'acquisition automatique.

La luminosité de l'analyseur hémisphérique est très faible mais la résolution en énergie est bien meilleure qu'avec un RFA par exemple.

II-1-2-h Le détecteur channeltron :

On distingue deux familles de détecteurs d'électrons : les photomultiplicateurs à dynodes et les channeltrons. Les photomultiplicateurs à dynodes de type cuivre/béryllium sont les plus anciens et présentent l'avantage de pouvoir produire des courants de sortie importants (supérieur à 100 µA). Cependant, ils ont l'inconvénient d'être relativement instables après plusieurs expositions à l'air.

De nouvelles structures de photomultiplicateurs fabriquées en aluminium sont moins susceptibles de se dégrader, mais la nouvelle génération de détecteurs de type channeltron a largement remplacé les photomultiplicateurs à dynode [10]. En effet, ce type de détecteur est plus adapté à des applications qui nécessitent des expositions

fréquentes à l'atmosphère. Ils peuvent fonctionner, soit en mode analogique particulièrement adapté à la détection d'ions positifs, soit en mode de comptage d'impulsions. Dans ce mode, ils sont capables de détecter de faibles signaux jusqu'à une limite maximum de comptage de 10^7 coups par seconde [11]. Ils se présentent sous forme de tubes courbés (Figure II-7) ayant un diamètre intérieur de environ 1 mm et un diamètre extérieur de 2, 3 ou 6 mm est construit à partir d'une formule spéciale de verre : silicate de plomb.

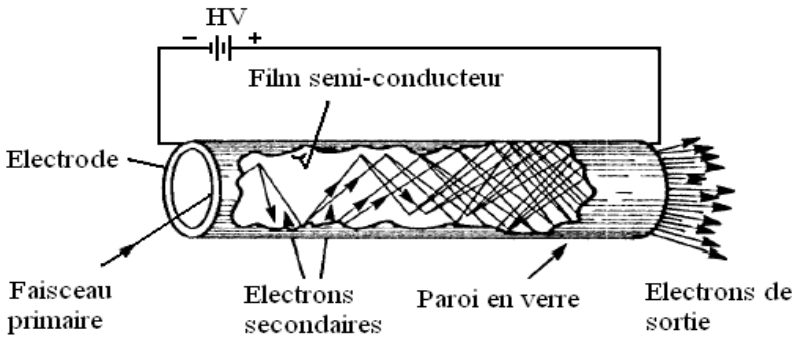


Figure II-7: *Vue en coupe d'un channeltron.*

La production d'électrons secondaires se fait dans la couche d'épaisseur 200A° de surface. Cette surface qui présente une grande résistance électrique de l'ordre de 10^9 Ω devient équivalente à une dynode continue (électrode qui permet la multiplication d'électrons secondaires) sous l'effet d'une différence de potentiel appliqué entre les deux électrodes du tube.

Les électrons générés sont accélérés par la différence de potentiel ΔV au bore du tube ils rencontrent de nouveau la paroi interne. Cette succession de collisions produit un grand nombre d'électrons à la sortie du channeltron.

II-2 Préparation des échantillons :

Dans notre étude nous travaillons avec des échantillons qui sont réalisés dans le Laboratoire des Sciences des Matériaux pour l'Electronique et d'Automatique (LASMEA) de l'université de Blaise Pascal-Clermont II. Et par suite nous allons citer les différentes étapes technologiques utilisées pour la fabrication des structures

Les substrats d'arséniure de gallium utilisés pour cette étude sont présentent sous la forme de plaquettes circulaires d'une épaisseur de 400 μm et de 2 pouces de diamètre

(environ 50 mm). Ces substrats sont réalisés par tirage Czochralski et sont ensuite découpés et polis suivant le plan cristallographique (100). Ces échantillons sont dopés au silicium (type n) et ont une concentration de porteurs $N_d = 4.9 \times 10^{15}$ atomes /cm^3.

II-2-1 Nettoyage chimique des échantillons de GaAs :

Les substrats de GaAs de type n utilisés, sont nettoyés chimiquement avant de les mettre dans une enceinte ultravide. Le processus de nettoyage est composé de bains successifs de méthanol, d'acide sulfurique et de brome. L'acide joue le rôle de solvant et le décapage chimique se fait par le brome et le méthanol. La succession de bains est telle qu'elle évite les mélanges acide-alcool (qui favorise la formation de carbone) et brome-eau nuisibles à un bon état optique de la surface. Il est donc nécessaire de les nettoyer chimiquement. Le processus est résumé sur la figure II-8.

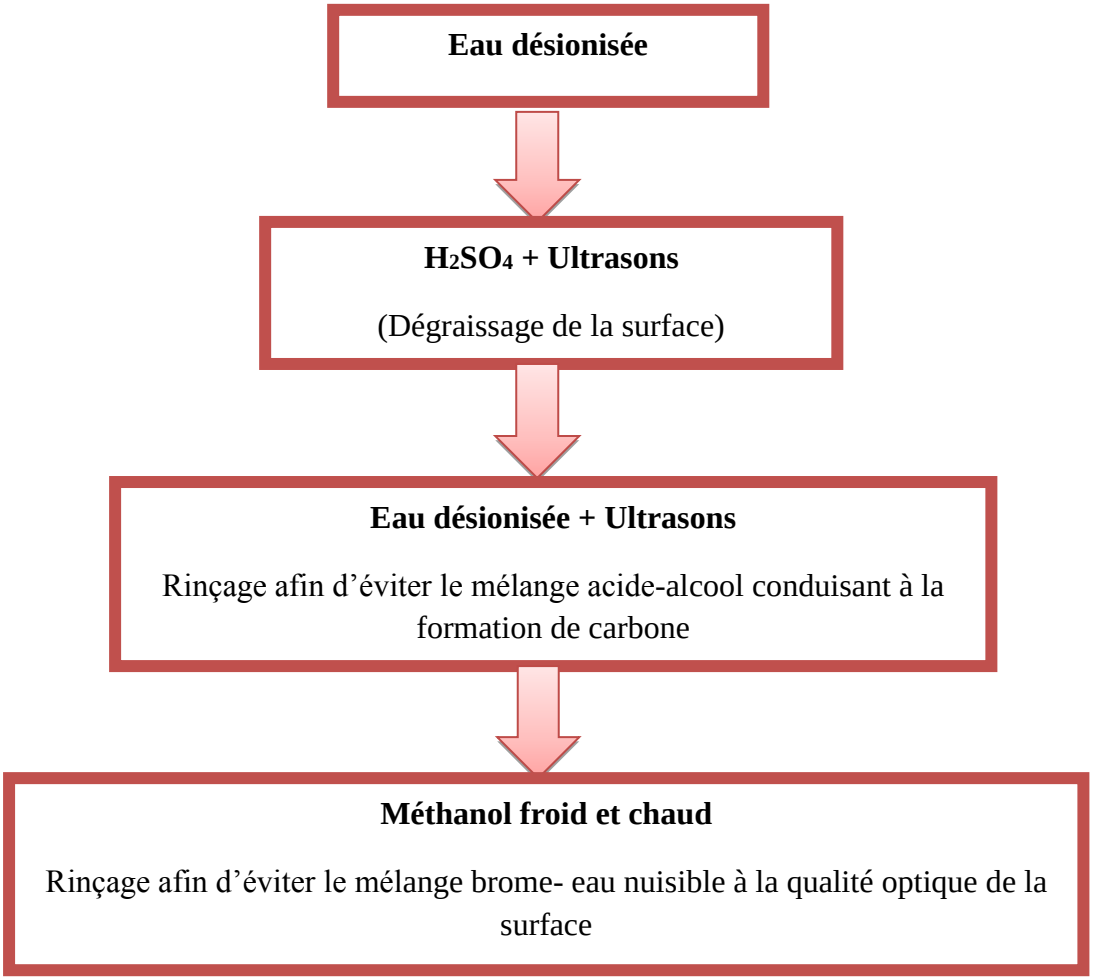


Figure II-8: *Processus de nettoyage chimique d'une surface de substrat de GaAs.*

II-2-2-Nettoyage ionique des échantillons de GaAs :

Lorsque le nettoyage chimique est terminé, les échantillons sont mis dans l'enceinte ultravide pour qu'ils subissent un nettoyage ionique in-situ et une car²actérisation par spectroscopie de photoélectrons (XPS). Les paramètres de nettoyage utilisés pour les substrats GaAs sont les suivants [12]:

- Pression d'argon dans la chambre : 1×10^{-4} Pa ;
- Energie des ions d'argon : 1000 eV ;
- Densité du courent de faisceau : 5uA/cm ;
- Durée du nettoyage : 60 min ;

Comme le bombardement ionique n'implique pas la formation de gallium métallique, quatre configurations possibles (a, b, c, d) sont représentées (voir figure II-9).

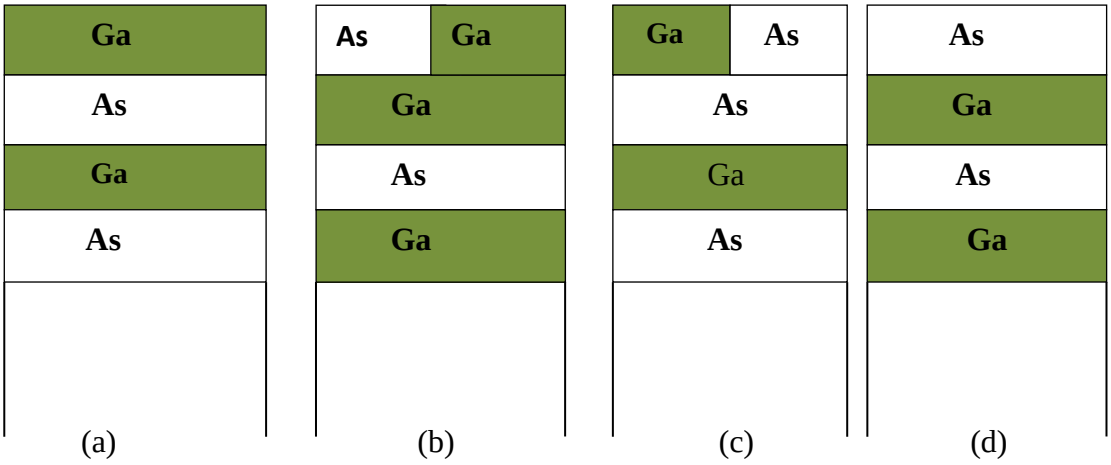


Figure II-9: *Différentes hypothèses de représentation de la composition surfacique du GaAs après le nettoyage ionique*.

II-2-3 Nitruration des substrats de GaAs:

Le processus de nitruration des substrats de GaAs que nous effectuons est basé sur la présence de cristallites de galliums métalliques créés lors du nettoyage de la surface par le bombardement ionique. Après la création des cristallites de galium (première étape du processus de nitruration), la surface du substrat est soumise à un flux d'azote actif (N, N^+, N^{2+}) produit par une source à décharge (Glow Discharge Cell GDS). La puissance de la source GDS est comprise entre 3 et 10 W, le temps

d'exposition au plasma varie de 0 à 60 minutes et la température de 450 à 620 °C [13].

II-2-4 Modélisation des couches de GaN/GaAs :

La figure (II-10) représente une schématisation de l'état de la surface du substrat de GaAs au cours des différents processus de nitruration. Ces différents états sont déduits des résultats obtenus pas spectroscopies électroniques. Les atomes d'azote vont se combiner avec des atomes de Galium métalliques présents à la surface de GaAs bombardée ioniquement. Les monocouches de Galium jouent alors le rôle de précurseurs. Des couches de GaN sont alors créées par consommation de galium sous conditions de croissance optimales (température du substrat, angle d'incidence du flux d'azote, temps de nitruration…). La surface de GaAs est alors recouverte par des couches de GaN. Afin d'augmenté l'épaisseur de la couche de GaN il s'agit de déposé une couche de Galium en surface et refaire l'étape de nitruration [14].

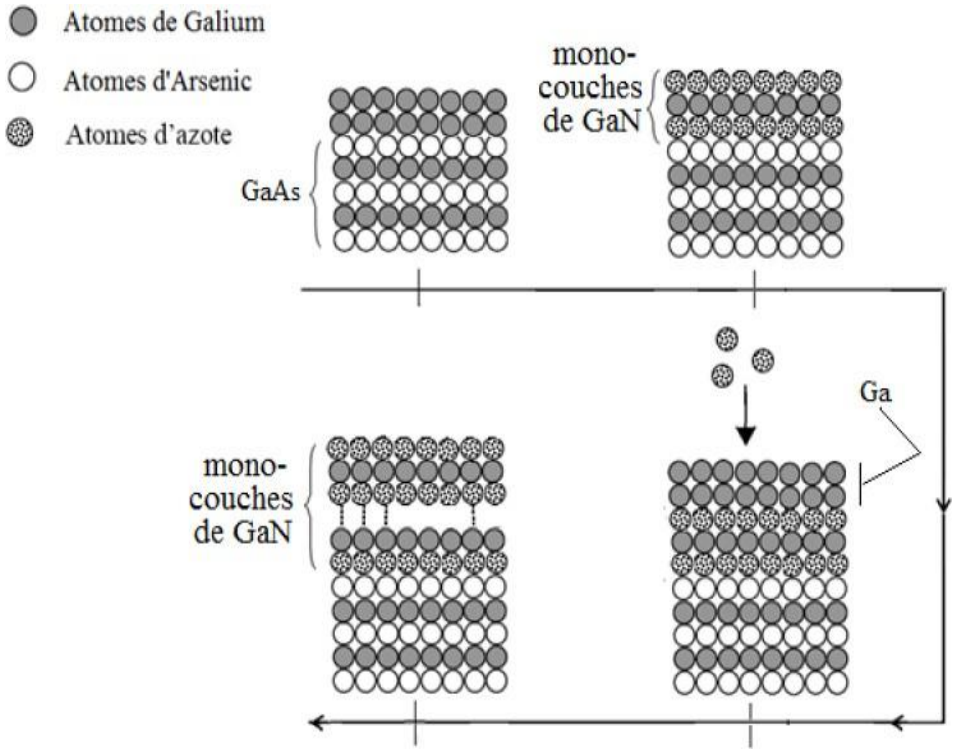


Figure II-10: *Schématisation des différentes étapes du processus nitruration pour la formation des monocouches de GaN/GaAs.*

II-3 Méthodes de la caractéristique :

II-3-1 Méthodes d'analyse surfacique :

Toutes les analyses de surface obéissent sur le même principe. On excite l'échantillon avec des électrons, des ions ou une radiation électromagnétique (constituée de photons); le matériau excité émet d'autres particules que l'on analyse en énergie ou en masse. Le spectre d'énergie ou de masse obtenu permet de nous donner des informations sur la composition de la surface, et par suite nous citons les différentes méthodes d'analyse [15].

II-3-2 La spectroscopie des électrons Auger (A.E.S) :

La spectroscopie des électrons Auger a été découverte par Pierre Auger en 1923. Lorsqu'un solide est excité par un faisceau d'électrons ou un rayonnement X, il y'a émission d'électrons Auger [16-17].

Il s'agit d'un processus à trois électrons provenant d'un atome, la figure II-11 résume les processus mis en jeu dans l'émission Auger

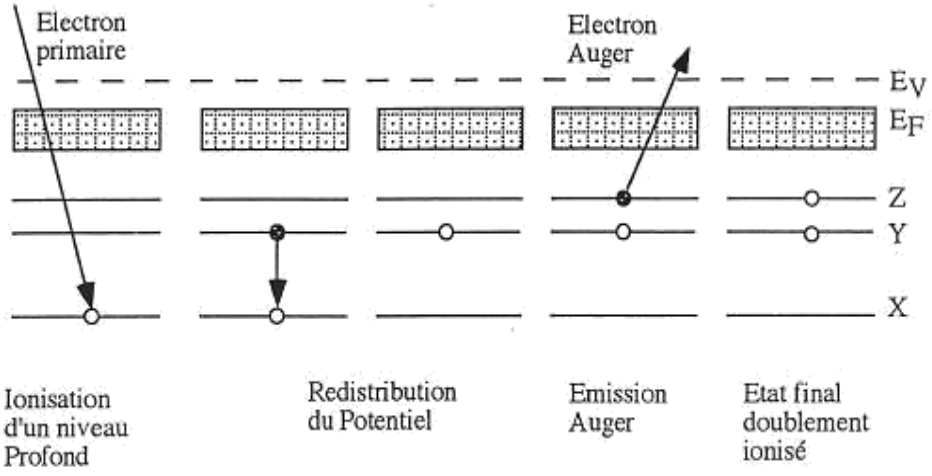


Figure II-11: *Principe de l'émission Auger.*

Ce processus fait intervenir trois niveaux d'énergie de l'atome, il est basé sur le fait que le bombardement d'un matériau par un faisceau d'électrons d'énergies comprise entre 1 et 3 k.eV peut induire l'ionisation d'un atome d'un niveau profond, en

l'occurrence le niveau X suivant l'exemple pris dans la figure (II-11). Il va émettre un électron secondaire qui résulte de la désexcitation de cet atome initialement ionisé. Lorsque cet électron est éjecté, il y a la formation d'une lacune.

Ensuite par un processus interne de désexcitation, un électron d'un niveau plus externe Y, vient combler le trou crée en niveau de cœur. L'atome est maintenant ionisé au niveau Y. L'excédent d'énergie lié à ce processus peut être libéré sous deux processus différents : soit par un processus radiatif (émission d'un photon X), sous la forme d'un photon d'énergie E_x-E_y, soit sous la forme d'un transfert d'énergie à un électron d'un niveau supérieur Z : C'est **l'effet Auger**

L'énergie cinétique de l'électron Auger émis ne dépend que des énergies des trois niveaux électroniques mis en jeu dans ce processus de désexcitation et peut s'écrire, dans une première approximation générale :

$$E_{xyz} = E_x - E_Y - E_Z \qquad \text{(II-2)}$$

où E_x, E_y, E_z représentent les énergies de liaison des niveaux électroniques de l'atome dans l'état fondamental.

La spectroscopie Auger permet d'obtenir des informations sur les premières monocouches atomiques d'un substrat à savoir : les caractéristiques des atomes excitées et d'identifier par conséquent les espèces chimiques présentes à la surface d'un substrat [18-19]. En effet, les électrons émis ont généralement une énergie faible (100 eV à 500 eV). Donc ceux qui arrivent à la surface ne proviennent que des premières couches superficielles à cause de leur libre parcours moyen inélastique λ_i qui est de l'ordre de quelques nanomètres.

II-3-3 La spectroscopie des photoélectrons X (XPS ou ESCA) :

Elle a été mise au point à l'université d'Uppsala (Suède) dans les années 1960, sous la direction de Kai Siegbahn, ce qui lui a valu le prix Nobel en 1981. La méthode était anciennement nommée **ESCA** (*electron spectroscopy for chemical analysis*) [20]. C'est une technique non destructive de la composition en surface d'un matériau. En fait, sous l'effet d'un faisceau X approprié, les atomes à la surface d'un échantillon solide subissent une ionisation photoélectronique, résultant en l'expulsion d'un

électron d'une couche profonde. L'énergie cinétique de cet électron dépend de la longueur d'onde du faisceau primaire, de l'énergie de liaison du photoélectron émis et du travail d'extraction. L'énergie de liaison du photoélectron émis est caractéristique de l'atome émetteur.

Dans le matériau, des électrons appartenant à des niveaux de cœur absorbent l'énergie hυ des photons X ; la conservation de l'énergie se traduit par :

$$h\upsilon = E_{co} + E_{liaison} \qquad \text{(II-3)}$$

Avec E_{c0} l'énergie cinétique acquise par le photoélectron dans le matériau et $E_{liaison}$ son énergie de liaison avant l'absorption. Toutes les énergies sont référencées par rapport au niveau de Fermi du matériau. Les photoélectrons qui atteignent la surface sans perte d'énergie sont émis dans le vide avec une énergie cinétique :

$$E'_{cin} = E_{co} - \Phi_{éch} \qquad \text{(II-4)}$$

où $\Phi_{éch}$ est le travail de sortie de l'échantillon, défini comme la différence entre le niveau de Fermi du matériau et le niveau du vide.

L'ensemble de l'appareillage est en équilibre thermodynamique avec l'échantillon (contacte électrique, température, pression), ainsi les potentiels chimiques (ou niveaux de Fermi) sont égaux. Nous obtenons ainsi le diagramme énergétique de la figure (II-12), qui nous donne l'équation de la conservation de l'énergie :

$$h\upsilon = E'_{cin} - \Phi_{éch} + E_{liaison} = E_{cin} + \Phi_{spectro} + E_{liaison} \qquad \text{(II-5)}$$

L'énergie cinétique mesurée par les détecteurs d'électrons E_{cin} permet d'obtenir l'énergie de liaison en faisant intervenir le travail de sortie du détecteur $\Phi_{spectro}$.

$$E_{liaison} = h\upsilon - E_{cin} - \Phi_{spectro} \qquad \text{(II-6)}$$

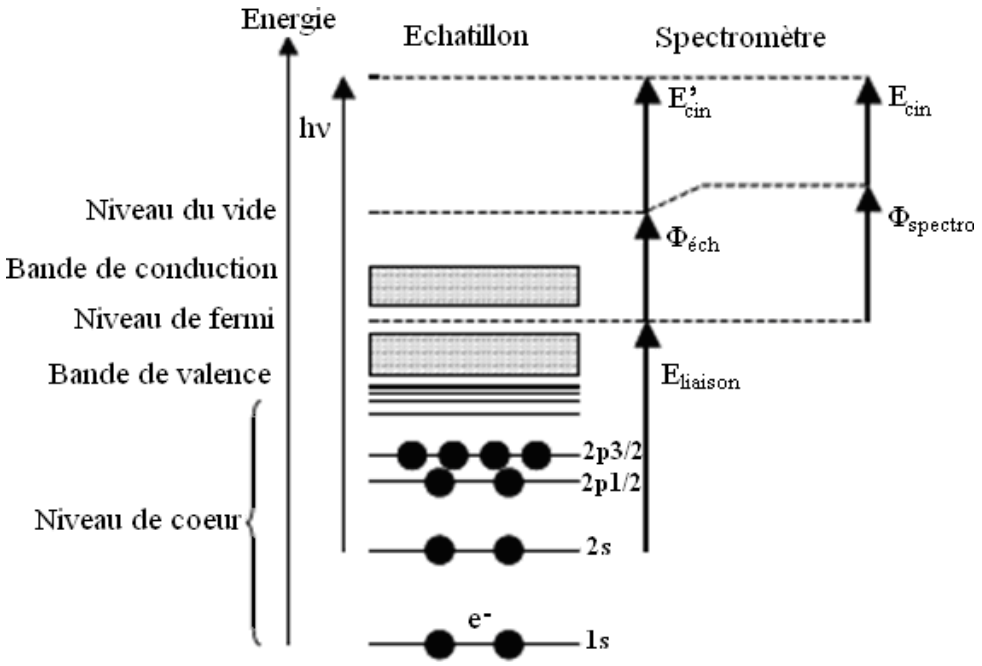


Figure II-12: *Diagramme énergétique des photoélectrons mesurés en XPS.*

II-4 Description du matériel de mesure :

II-4-1 Le banc expérimental:

La figure (II-13) représente le banc de spectroscopie d'admittance, utilisé pour mesurer la caractéristique capacité-tension C(V) et la spectroscopie d'admittance ou d'impédance, qui revient à la mesure de la conductance, réactance, résistance, susceptance,… en fonction de la fréquence) des échantillons.

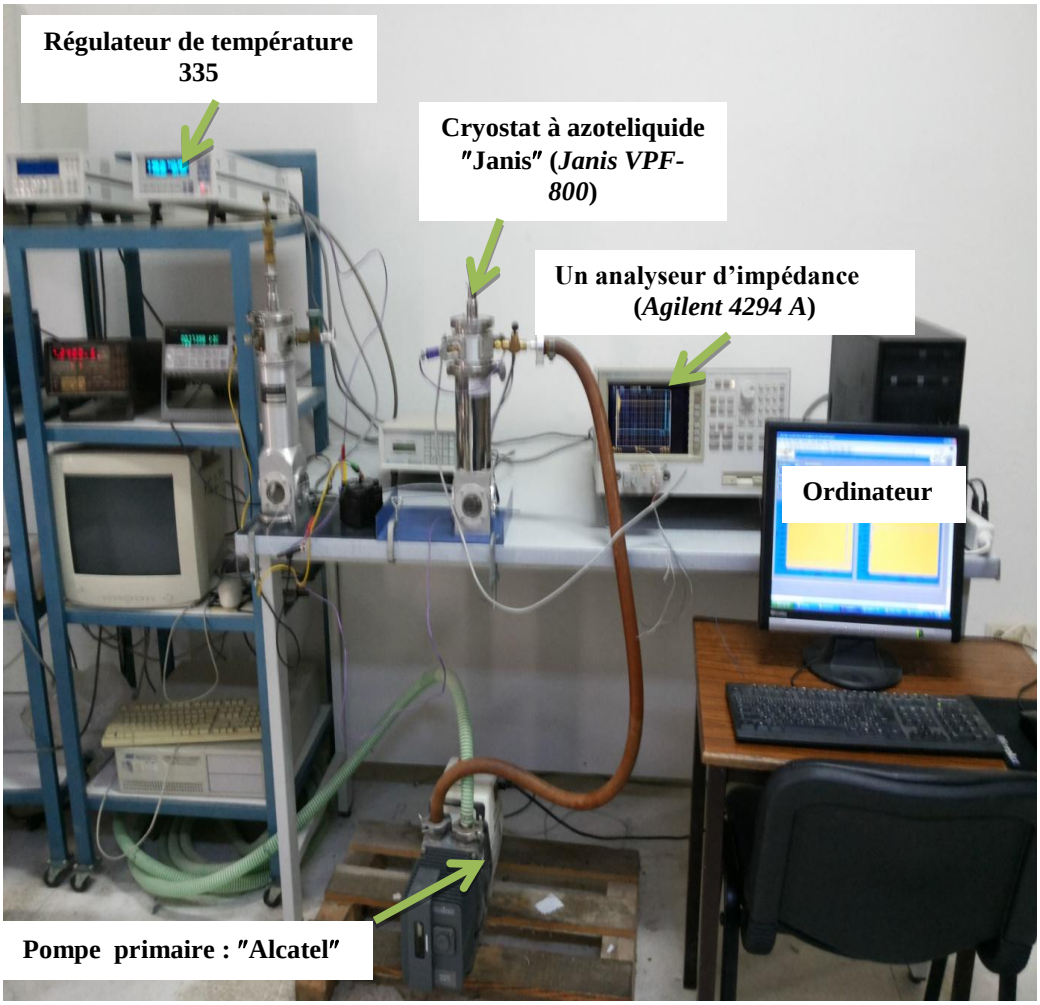


Figure II-13 : *Banc expérimental de caractérisation électrique : la spectroscopie d'impédance.*

Il comporte :

a) Un pont d'impédance Agilent 4294A :

Les mesures électriques qui sont faites sur nos échantillons sont réalisées, à l'aide d'un analyseur d'impédance Agilent 4294A (figure II-14). Il dispose d'une grande gamme de possibilités pour la mesure des couples de grandeurs : (C_p-G), (Z-Y), (C_s-R_s), (C_p-R_p), etc.

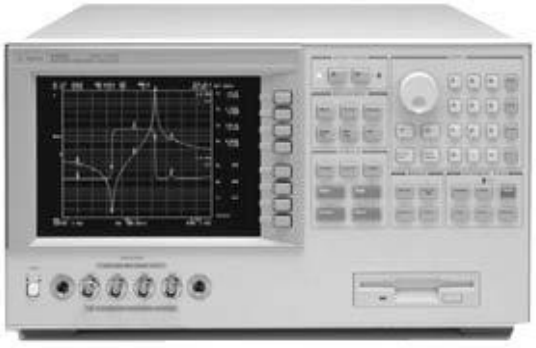


Figure II- 14: *Pont d'impédance Agilent 4294 [21].*

Il sert à modifier plusieurs paramètres, la gamme de fréquence 40 Hz–110 MHz, la variation de l'amplitude d'excitation du signal perturbateur entre 5 mV et 1 V. La gamme (DC) est de 0 V à ± 40 V ou 0 mA à ± 100 mA. Il permet aussi, de fixer la tension d'excitation, l'équilibre automatique et le filtrage du signal du bruit. L'acquisition et le stockage automatique des résultats, se fait à l'aide d'un programme ″Labview″ qui a été développé au sein du Laboratoire de Physique de Matériaux et des Nanomatériaux appliquée à l'Environnement à la Faculté des Sciences de Gabès (***Laphymne***).

b) Un cryostat à azote liquide ″Janis″ (Janis VPF-800) :

Pour déterminer les propriétés électriques d'un échantillon on a besoin d'une étude à différentes températures. Pour cela on utilise un cryostat à azote liquide (figure II-15). Ce cryostat est constitué par deux chambres, la première chambre intérieure est un réservoir d'azote liquide qui envoie un flux froid vers le porte échantillon entouré par la deuxième chambre (voir figure II-15).

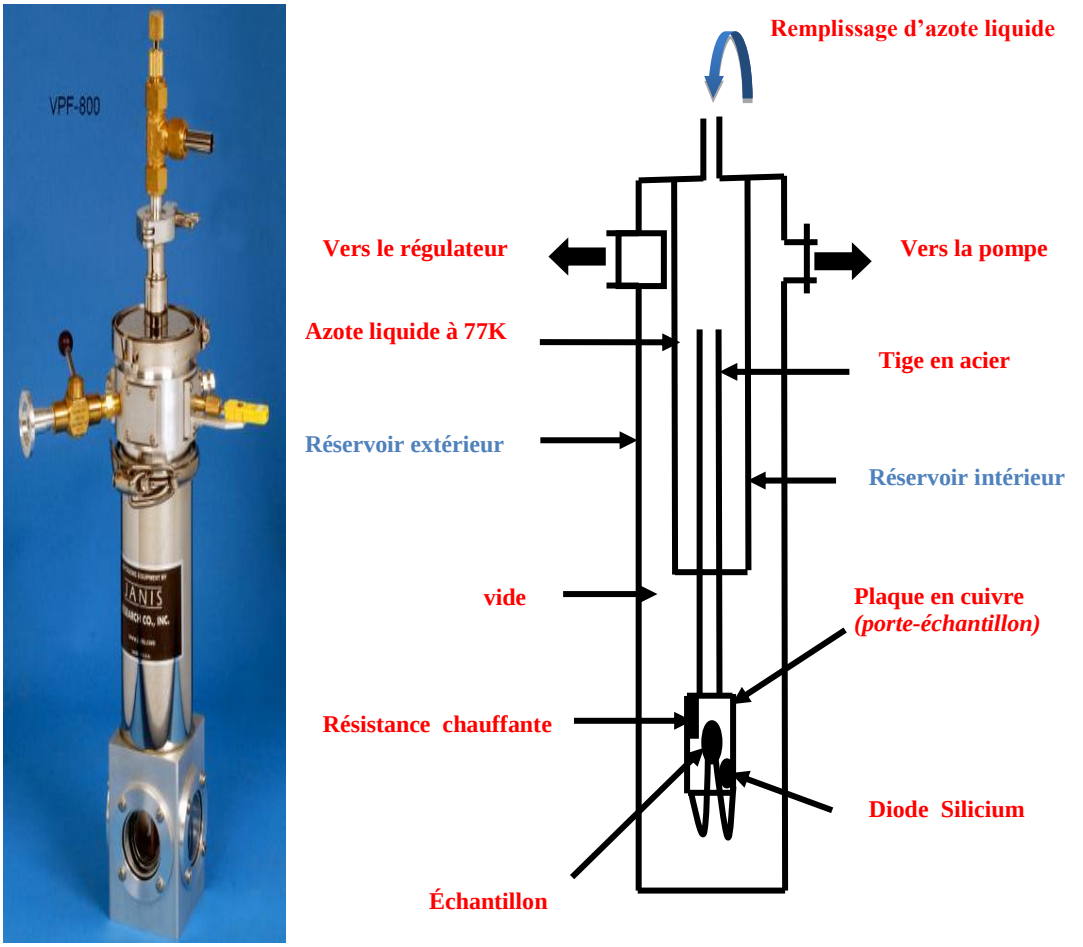


Figure II-15: *Schéma simplifié du cryostat à azote liquide "Janis" (Janis VPF-800) [22].*

Un vide se forme entre les deux réservoirs pour l'isolation thermique. Il joue le rôle d'une paroi adiabatique qui empêche la conduction thermique entre le milieu extérieur et le milieu intérieur. Les surfaces extérieurs du cryostat sont réfléchissantes à fin d'éviter l'absorption du rayonnement. Le cryostat permet d'une part à maintenir la température de l'échantillon à une valeur donnée et d'autre part à faire varier la température de 77 à 820 K. La mesure de température se fait par une diode en silicium mise au voisinage de l'échantillon. La variation de la température s'effectue par un circuit de refroidissement et un circuit de chauffage.

c) Le circuit de refroidissement

Pour diminuer la température de l'échantillon, fixé sur une plaque en cuivre, on remplit le réservoir intérieur par l'azote liquide. Le refroidissement de l'échantillon se fait par conduction thermique par l'intermédiaire d'une tige en acier inoxydable en

contact avec le réservoir intérieur (liée au support de l'échantillon) et en contact avec l'azote liquide de l'autre côté.

d) Le circuit de chauffage

Le chauffage de l'échantillon est assuré par une résistance chauffante qui est commandée par le régulateur de température. Cette résistance chauffe la plaque de cuivre sur laquelle l'échantillon est collé. Le cryostat joue essentiellement le rôle d'un thermostat et le processus de réglage de température est assuré par le régulateur de température qui ajuste la puissance à fournir à la résistance chauffante.

e) Un régulateur de température

Dans notre cas on utilise un régulateur de type ″Lake shore 335″ qui fait varier la température de 77 à 820 K (figure II-16). Il régule la température à une précision de 0.01K.

Figure II-16 : *Régulateur de température 335[23].*

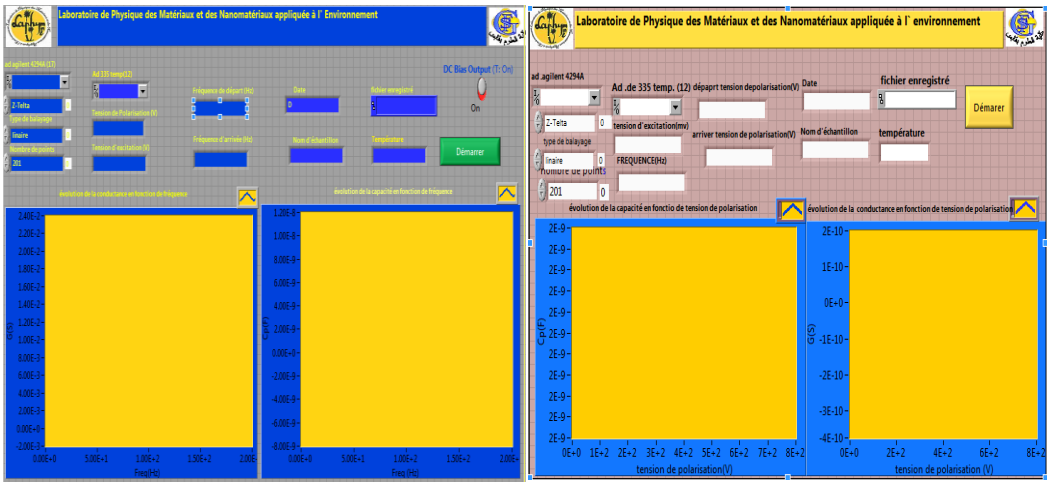
Son rôle est de mesurer la valeur de la température de l'échantillon par une diode silicium montée sur le porte échantillon et de comparer cette valeur à la consigne donnée. Selon le résultat de cette comparaison il augmente ou diminue la puissance d'alimentation de la résistance chauffante.

f) Une pompe primaire ″Alcatel″ :

C'est une pompe à palette d'huile assurant la réalisation d'un vide primaire dans la première chambre du cryostat à azote liquide. Le vide se réalise presque après une heure de son fonctionnement.

g) Le logiciel de pilotage

Un programme ″Labview″, permet de programmer les différents appareils de mesure et de sauvegarder les valeurs pour l'ensemble des fréquences balayées pour chaque température et chaque tension de polarisation fixées. Aussi, il fait l'acquisition du signal et le traitement des données. La figure (II-17), représente le programme de mesure des grandeurs physiques (conductance, capacité,..) en fonction de la fréquence ou en fonction de la tension de polarisation. L'opérateur fixe les paramètres de mesure, Une fois ces paramètres sont envoyés à l'analyseur d'impédance l'ordinateur reçoit les résultats de mesure et représente la variation de chaque grandeur sur un graphe. Les résultats de mesures sont des données numériques qui peuvent être traitées par différents logiciels (origine, Excel...) et stockés dans un fichier de données de type *(.txt*). Les paramètres de mesure sont ensuite stockés dans un deuxième fichier.



Module de mesure en fonction de la fréquence **Module de mesure en fonction de la tension de polarisation**

Figure II-17: *Les programmes de mesures des grandeurs physiques (conductance, capacité,..) en fonction de la fréquence et de la tension de polarisation.*

II-3-2 Caractéristique capacité-tension [24] :

Les mesures capacité-tension à différente fréquence sont effectuées à l'aide d'un analyseur d'impédance Agilent 4294A, piloté par un ordinateur relié par une carte d'interface au banc de mesure. Le logiciel ″labview″ adapté avec le banc de mesure nous facilite la manipulation, et les résultats sont directement visualisés sur l'ordinateur.

La mesure de la caractéristique capacité-tension (*C*-*V*) est une méthode non destructive. Le principe de cette technique de caractérisation électrique consiste à appliquer une tension en suivant l'évolution de la capacité et d'étudier son influence sur le comportement électrique de la jonction. La mesure de ce type de caractéristique permet de déterminer la tension de diffusion et la concentration des impuretés ionisées dans une jonction.

II- 3- 3 Caractéristique I(V)

Les mesures électriques I(*V*) peuvent nous donner des informations sur les propriétés électroniques globales de nos échantillons.

II-3-3-1 Principe

Il suffit d'appliquer un courant aux bornes de la jonction métal-semiconducteur et suivre les variations de la tension. On obtient alors la caractéristique I(V) qui est liée essentiellement aux propriétés des porteurs libres. Cette caractéristique nous permet d'évaluer les paramètres principaux qui caractérisent la jonction, notamment, le comportement de la jonction (Schottky ou Ohmique), le facteur d'idéalité de la jonction, la barrière de potentiel,…

L'étude de l'évolution des caractéristiques en fonction de la température permet aussi de déduire l'effet de la température et donner des informations sur les mécanismes de conduction des porteurs.

La mesure de la caractéristique I(*V*) consiste à fixer la valeur de l'intensité du courant I et de mesurer la tension aux bornes de l'échantillon (figure II-19). L'acquisition et le stockage automatique des résultats, se fait à l'aide du programme ″Labview″. L'incrémentation de I peut se faire d'une manière linéaire (I← I+ pas) ou d'une manière logarithmique (I← α×I).

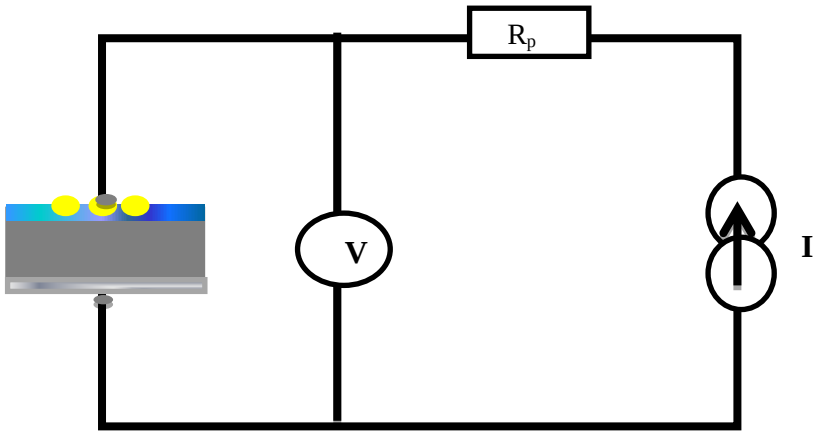


***Figure II-19** : Schéma de principe des mesures I(V).*

R_p est une résistance de protection de quelques ohms, qui protège le générateur lorsque le dipôle devient un bon conducteur.

II-3-4 Banc expérimental :

La figure II-20 représente le banc expérimental de mesure de la caractéristique I-V de l'échantillon. Les résultats sont directement enregistrés et visualisés sur l'écran du banc de mesure.

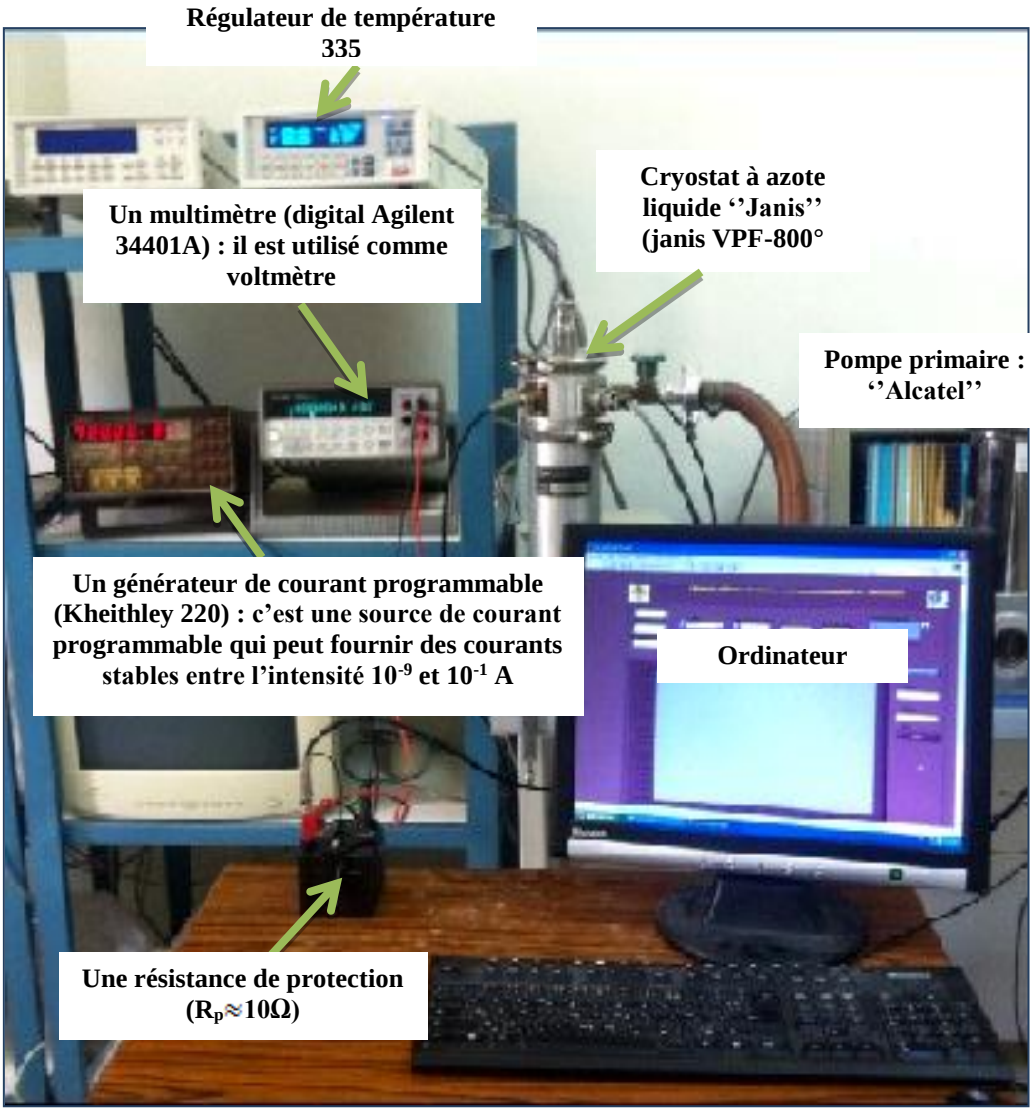


Figure II-20 : *Banc expérimental de mesure de la caractéristique I(V).*

Conclusion

Dans cette partie nous avons vu les battis ultravide dans lesquels se déroule la réalisation des couches nitrurées. Ensuite, la préparation des substrats de GaAs (100), notamment leur nettoyage chimique et ionique, et ainsi le processus de nitruration des substrats de GaAs. Nous avons vu aussi les différentes spectroscopies employées telles que la spectroscopie XPS et la spectroscopie Auger. Ces méthodes d'analyses, complémentaires entre elles, permettent de déterminer la composition chimique et la structure des surfaces étudiées. Ensuite, nous présenterons les différents bancs de mesures qui nous ont servis dans les caractéristiques électriques des substrats nitrurés tels que le banc I(V) et le banc C(V)

Références bibliographiques :

[1] Benamara Mekki Addelkader.

Thèse de doctorat, Université de Sidi Bel Abbés, 2014.

[2] Benkhalifa Sanaa.

Thèse de docteur d'université, Université Blaise Pascal, Clermont-Fd II, 1864.

[3] Hadjadj Brahim,

Thèse de doctorat, Université de Sidi Bel Abbés, 2017.

[4] Y. Huttel,

Thèse de doctorat, université d'Orsay, 1995.

[5] D. Briggs and M. P. Seah,

Practical surface Analysis by Auger and X-ray Photoelectron Spectroscopy, (1983).

[6] Kacha Arslane Hatem.

Thèse de doctorat, Université de Sidi Bel Abbés, 2017.

[7] W.C. Hughes, W.H. Rowland, M.A.L. Johnson, S. Fujita, J.W. Cook, J.F. Schetzina, J. Ren, J.A. Edmond,

J. Vac. Sci. Technol. B 13(1995) 1571.

[8] N.J. Taylor,

Rev. Sci. Instrum. 40 (1969) 792.

[9] M.D. Bui, C. Jardin, J.P. Gauthier, P. Michel,

J. Phys. E : Sci .Instrum. 12 (1979) 43.

[10] E. Bauer, J. Vac.

Sci. Technol. 7(1970) 3.

[11] Channeltron Electron Multplier,

Handbook for Mass Spectroscopy Applications, edition GALILEO (1991).

[12] Y. Ould-Metidji,

Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, Clermont-Fd II, 2002.

[13] Zougagh Nabil,

Thèse de doctorat, Université de Sidi Bel Abbés, 2012.

[14] Rabehi Abd El Aziz,

Thèse de doctorat, Université de Sidi Bel Abbés, 2016.

[15] Belroul Rafika,

Mémoire de magister, Université de Sidi Bel Abbés, 2011.

[16] P. Auger,

Compt. Rend. Acad. Sci. Paris, 177 (1923) 169.

[17] P. Auger,

J. Phys. Radium, 6 (1925) 205.

[18] J. J. Lander,

Phys. Rev, 102 (1953) 1382.

[19] G.A. Harrower,

Phys. Rev, 102 (1956) 340.

[20] K.M.G. Siegbahn,

Elsevier Publishing Company, Physics (1922-1941).

[21] www.agilent.com.

[22] www.cryostat Janis VPF-800.fr.

[23] www.contol temperature 335.com.

[24] Elghoul Nouha,

Thèse de doctorat, Université de Gabes, 2017

CHAPITRE III : CARACTERISATIONS ELECTRIQUES DES STRUCTURES EN FONCTION DE LA FREQUENCE

Introduction :

L'analyse des mesures C-V des dispositifs à semiconducteurs tels que le métal – semiconducteur et métal-isolant-semiconducteur (MS et MIS) à la température ambiante, une tension de polarisation et à une fréquence fixe, ne peut pas nous donner assez d'informations sur les mécanismes de conduction. Cependant, dans une gamme de températures, de fréquences et en fonction de la tension de polarisation (directe et inverse) de ces dispositifs, nous permettent de comprendre les différents aspects des mécanismes de conduction.

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats expérimentaux des caractérisations Capacité- Tension C(V), Conductance-Tension G(V) relevés à différentes fréquences (10 KHz, 100 KHz, 500 KHz et 1 MHz) à la température ambiante (300 K) des structures Au /GaAs et Au/GaN/GaAs. On utilise pour cela un banc de mesure Agilent 4294 A (voir chapitre II).

Les courbes C(V) et G(V) obtenues expérimentalement, de nos dispositifs, en fonction des fréquences, permettent d'évaluer la concentration de dopage, l'effet de la résistance série et des états d'interface ect,…

III-1 Présentation des structures étudiées Au/GaN/GaAs et Au/GaAs:

Dans cette partie, nous présentons les différentes structures étudiées (voir figure III-1), à noter qu'il s'agit des échantillons de GaAs non nitruré et des échantillons de GaAs nitruré.

Les substrats d'arséniure de gallium utilisés pour cette étude se présentent sous la forme de plaquettes circulaires. Ces substrats sont élaborés par tirage Czochralski. Ils sont ensuite polis et découpés suivant le plan cristallographique (100). Ces échantillons de type n sont dopés au silicium. Ils ont une concentration de dopants $N_d = 4.9\times10^{15}$ atomes /cm^3.

La deuxième série a subis une nitruration pour l'obtention des films de GaN. Ceci dans le but de réaliser des hétéro-structures (voir chapitre II). Ces structures subissent ensuite un recuit à une température de 620 °C pendant une heure.

Ainsi, ils sont testés électriquement avec un contact de l'or. La surface et l'épaisseur du contact sont respectivement de $A = 4{,}41 \times 10^{-3}$ cm^2 et d = 100 nm (voir le tableau

IV-1). Afin d'améliorer la qualité des contacts ohmiques, l'étain (Sn) a été déposé sur la face arrière avec du NH_4Cl à une température de 350 ° C pendant 5 min. Lorsque le chauffage est très fort (au-dessus de 340 ° C), le NH_4Cl se décompose thermiquement en un mélange d'ammoniac gazeux et de HCl. Ce dernier est efficace pour empêcher la formation d'oxydes et d'autres impuretés sur la surface de GaAs, en particulier en présence d'ammoniac, ce qui conduit à une meilleure diffusion du Sn dans le substrat de GaAs. La figure III-1 présente la section transversale des structures Au / GaN / GaAs (a) et Au/GaAs (b).

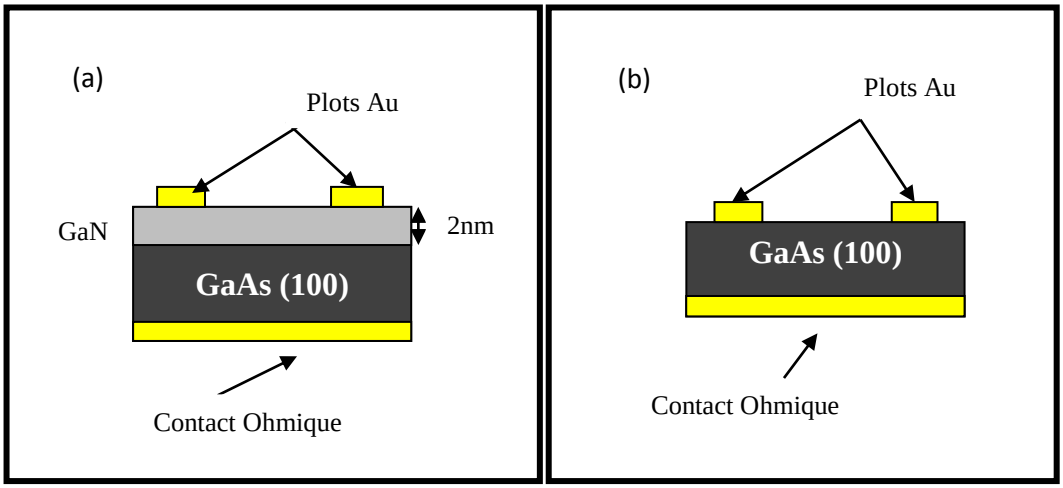


***Figure III-1**:Section transversale des structures Au / GaN / GaAs (a) et Au/GaAs (b)*

Nous présentons dans le tableau [III-1], les caractéristiques technologiques des différentes structures étudiées:

Echantillons	**Dopage (cm^{-3})**	**Orientation Cristalline**	**Nettoyage**	**Nitruration**	**Epaisseur de GaN**	**Contact ohmique**	**Contact Schottky**
Au/GaAs	4×10^{15}	100	Chimique + bombardement ionique	Non	0	Sn + NH_4Cl: T=350°C t = 5 min	4 plots d'Au par évaporation thermique
Au/GaN/GaAs				Oui	2nm		

***Tableau III-1** : Les caractéristiques technologiques des différentes structures étudiées*

III-2 Etude des caractéristiques électriques Capacité – Tension C-V et Conductance – Tension G-V en fonction de la fréquence pour les structures Au/GaN/GaAs :

III-2-1 Caractéristiques C-V :

La figure III-2 illustre les caractéristiques C-V mesurées de la structure Au / GaN / GaAs en fonction la tension de polarisation appliquée pour différentes fréquences de 10 KHz à 1 MHz à la température ambiante.

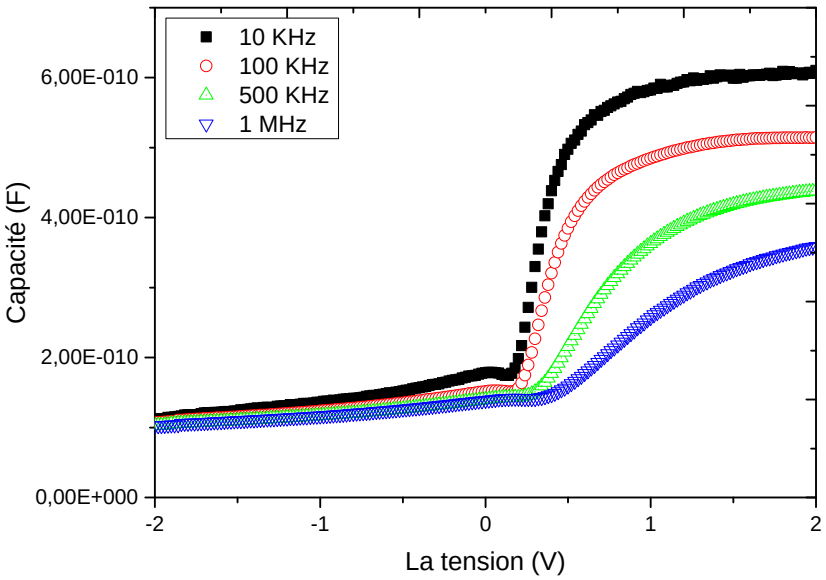


Figure III-2: *Les caractéristiques de la Capacité-Tension de polarisation des structures Au / GaN / GaAs tracées à différentes fréquences.*

Comme le montre la figure III-2, la capacité de la diode dépend à la fois de la tension de polarisation et de la fréquence du signal de modulation. On note que les caractéristiques C-V présentent des régions d'accumulation, d'appauvrissement et d'inversion typiques d'une structure métal-isolant-semiconducteur (MIS) pour chaque fréquence. Le changement de la capacité mesurée se produit surtout dans les régions d'appauvrissement et d'accumulation. En polarisation directe, la valeur de la capacité augmente avec l'augmentation de la tension de polarisation jusqu'à ce qu'elle atteigne un état stable d'accumulation.

A basse fréquence, les données de la capacité mesurée en fonction de la tension de polarisation correspondent à la somme de la capacité de charge d'espace et des états d'interface. Lorsque la fréquence augmente, la contribution de la capacité des états d'interface diminue la capacité du dispositif [1]. L'effet de la densité d'état d'interface peut être éliminé lorsque les courbes de la capacité sont mesurées à une fréquence suffisamment élevée, donc les charges des états d'interface ne peuvent pas suivre le signal de modulation. Dans ce cas, on peut dire que les états d'interface sont gelés [2-3]. Ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par A. Tuğluoğlu et al. [4]. Ces derniers ont étudié les dispositifs à base de Perylene- Monoimide déposés sur du silicium de type n par la technique de spin 'coating'. Ils ont trouvé que la valeur de la capacité dépend de plusieurs facteurs tels que l'épaisseur de la couche interfaciale et aussi la nature de cette couche, de la résistance série et de la densité d'état d'interface [2-5].

III-2-2 Caractéristiques G-V :

La conductance mesurée en fonction de la tension appliquée de la structure Au / GaN / GaAs dans une gamme de fréquences allant de 10 KHz à 1 MHz à la température ambiante (300 K) est illustrée dans la figure III-3.

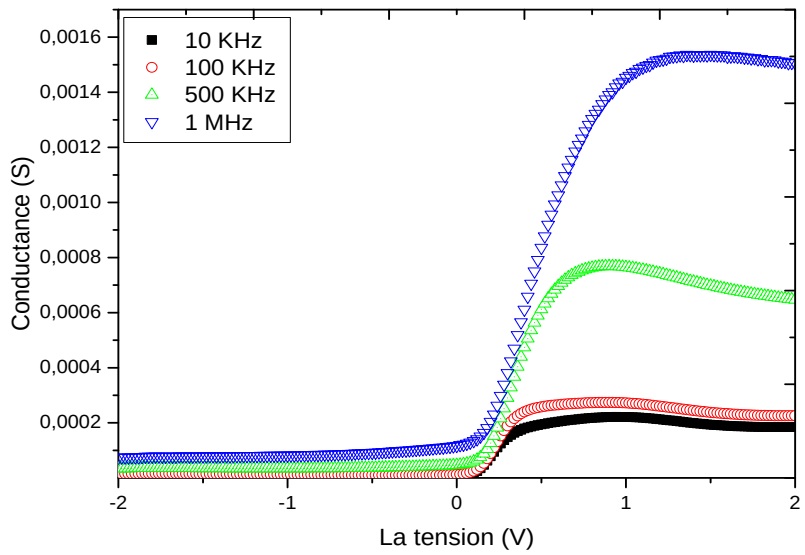


Figure III- 3: *Les caractéristiques de la conductance- tension de polarisation de la diode Au / GaN / GaAs tracées à différentes fréquences.*

A partir de la figure III-3, on remarque que les valeurs de conductance dépendent fortement de la fréquence. Ils augmentent avec l'accroissement de la fréquence dans les régions de déplétion et d'accumulation (entre 0.25 V et 2 V). Par contre, ils restent stable dans la région d'inversion (entre -2 V et 0.25).
On observe aussi que la valeur de la conductance est élevée dans la région de polarisation directe et à haute fréquence. Ceci peut être attribué à la faible valeur de la résistance série en raison d'une contribution inductive de l'impédance dans le semi-conducteur [6].

III-2-3 La résistance série (R_s-V) :

Les valeurs de la capacité et de la conductance peuvent être considérablement affectées par la résistance série R_s de la diode [7-8-9]. La résistance série R_s est l'un des paramètres électriques des plus importants qui provoque la non-idéalité des caractéristiques C-V et G-V.

D'après Nicollian et Brews [2], la valeur de R_s peut être obtenue à partir des valeurs mesurées de la capacité et de la conductance dans la zone de forte accumulation à des hautes fréquences [10- 11].

Les valeurs de R_s dépendant de la tension de polarisation sont reliées aux valeurs mesurées de la capacité et de la conductance par l'équation suivante [2, 12] :

$$R_s = \frac{G_m}{G_m^2 + \omega^2 C_m^2} \qquad \text{(III-1)}$$

Où G_m et C_m désignant respectivement la capacité et la conductance équivalentes mesurées pour chaque fréquence, ($\omega=2\pi f$ est la pulsation angulaire). En utilisant l'équation (III-1), les valeurs de R_s sont calculées à partir des figures III-2 et III-3 en fonction de la tension de polarisation à différentes fréquences. Les résultats sont présentés par la figure III-4. Cette dernière illustre la variation de R_s en fonction de la tension de polarisation à différentes fréquences.

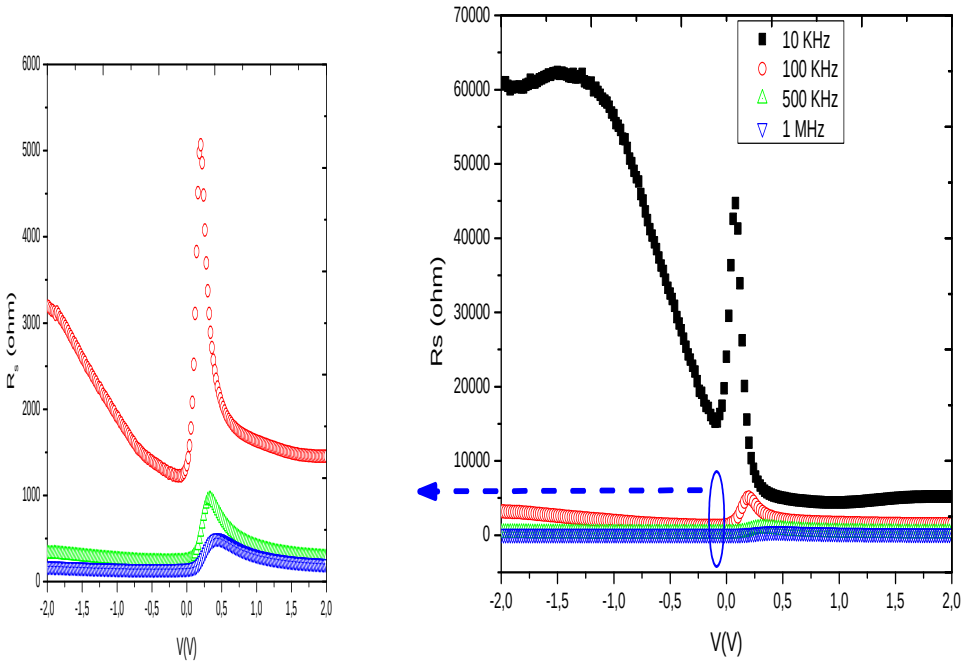


Figure III-4: *La résistance série en fonction de la tension de polarisation appliquée à différentes fréquences pour les structures Au / GaN / GaAs.*

Comme le montre la figure III-4, la valeur de R_s dépend de la fréquence et de la tension de polarisation. Nous observons un pic important de R_s à une tension de polarisation égale à 0,08V à basse fréquences (10 KHz). Ce phénomène est obtenu dans d'autres travaux [13-14]. Pour des polarisations supérieures à 0,5V, nous observons clairement que la résistance série est indépendante de la fréquence et qu'elle ne change pas significativement en haute fréquence. Ceci peut être attribué particulièrement, à la distribution de la densité des états d'interface et la couche interfaciale. Ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par M. M. Bülbül et al. [15]. Ces derniers ont étudié l'effet de la fréquence sur les caractéristiques de la Capacité et de la Conductance-Tension des diodes Al / Si_3N_4 / p-Si (100).

F. Parlaktürkl et al. [16] dans leurs travaux de recherche, sur le profil de la résistance série dépendante de la fréquence et des états de surface dans les structures Au / $Bi_4Ti_3O_{12}$ / SiO_2 / sur-Si (MFIS). Ils ont montré que l'amplitude des pics diminue avec l'augmentation de la fréquence. Ceci peut être exprimé que les porteurs ayant assez d'énergie pour s'échapper des pièges situés entre le métal et de l'interface

du côté du semiconducteur dans la bande interdite de ce dernier. Par contre, à haute fréquences, les charges des états d'interface ne peuvent pas suivre le signal de modulation a.c [17-18].

Le tableau III-2 présente la position des pics et les valeurs des résistances séries à différentes fréquences.

Au/GaN/GaAs				
Fréquences	10 KHz	100 KHz	500 KHz	1 MHz
Pics	0.08	0.2	0.32	0.44
R_s (KΩ)	44.7	5.06	0.954	0.504

Tableau III-2 : *La position des pics et les valeurs des résistances séries à différentes fréquences.*

D'après le tableau III-2, Il est clair que la valeur de R_s dépend fortement de la fréquence et de la tension de polarisation appliquée. En outre, la courbe R_s – V donne un pic à environ 0,08 V à basse fréquence en raison de la distribution des états d'interface. L'amplitude ce pic diminue avec l'augmentation de la fréquence. Comme la montre le tableau III-2, la résistance série peut engendrer une erreur dans l'extraction des paramètres électriques dans les structures metal- semiconducteur ou métal-isolant –semiconducteur, en particulier à haute fréquence et dans la région d'accumulation. Pour éviter ces erreurs les valeurs de la capacité et de la conductance C et G doivent être corrigées.

III-2-4 Caractéristiques C-V et G-V corrigées

Les caractéristiques C-V et G-V présentent un comportement non-linéaire en raison de la résistance série, la densité des états d'interface et la formation d'une couche interfaciale entre le métal et le semiconducteur. Dans le cas de nos structures, la valeur de R_s est fortement dépendante de la fréquence et de la tension de polarisation appliquée, par conséquent elle peut affecter considérablement les caractéristiques C-V et G -V. Afin d'éliminer cet effet, les courbes C-V et G -V des diodes ont été corrigées par les relations suivantes [2] :

$$C_C = \frac{\left[C_m^2 + (\omega C_m)^2\right] C_m}{a^2 + (\omega C_m)^2} \qquad \text{(III-2)}$$

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

Où G_c et C_c sont respectivement la conductance et la capacité corrigée. Le paramètre a est donné par l'équation suivante:

$$a = C_m - \left[G_m^2 + (\omega C_m)^2\right] R_s \qquad \text{(III-4)}$$

La figure III-5 présente les caractéristiques des capacités mesurées et corrigées de la structure Au / GaN / GaAs en fonction de la tension de polarisation tracées à différentes fréquences.

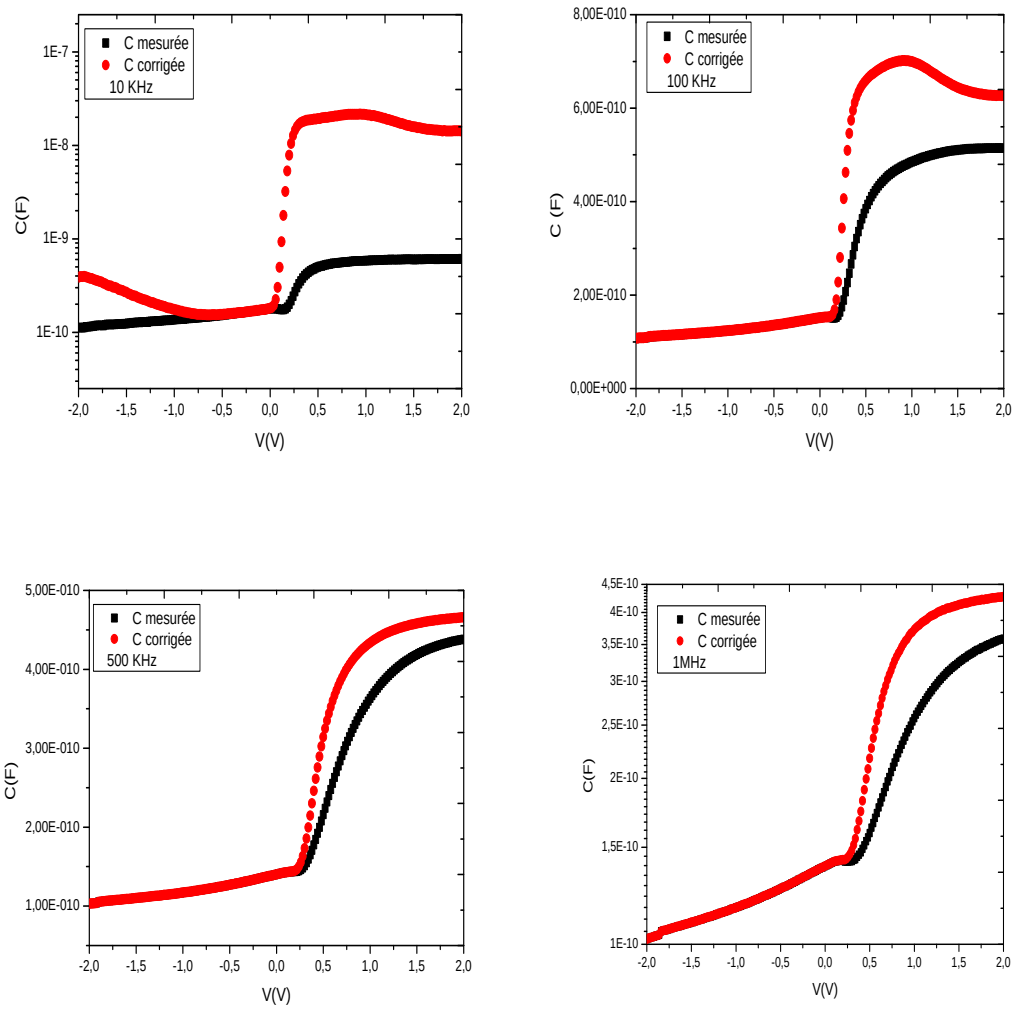


Figure III-5: *Les capacités corrigées et mesurées en fonction de la tension de polarisation de la structure Au / GaN / GaAs tracées à différentes fréquences*

Après l'étape de correction, les valeurs du C_m et C_c augmentent avec l'augmentation de la tension de polarisation. Comme le montre la figure III-5, la correction est effectuée sur la courbe C-V. Dans les régions d'accumulation et d'appauvrissement, les valeurs de la capacité corrigée et mesurée augmentent avec l'augmentation de la tension de polarisation. Cependant, les capacités corrigées augmentent, beaucoup plus rapidement. Dans la région d'inversion les courbes se rapprochent et la correction et dérisoire.

Il est envisagé que C_m-V peut être affecté par R_s, en particulier dans la région d'accumulation. Le changement dans la région d'appauvrissement est le résultat de l'existence d'état d'interface et la couche interfaciale (native ou de croissance) au niveau de l'interface M/S.

Cette erreur peut provenir de plusieurs sources telles que [19]:

- le contact établi par la sonde de mesure sur la grille métallique ;
- le contact sur la surface arrière du semiconducteur;
- les impuretés aux niveaux du contact arrière et de la sonde de mesure ;
- la résistance du volume neutre du semiconducteur entre le contact arrière et la zone de charge d'espace ;
- le dopage non uniforme du substrat ;

La figure III-6 montre les conductances mesurées et corrigées en fonction de la tension de polarisation de la diode Au / GaN / GaAs tracées à différentes fréquences.

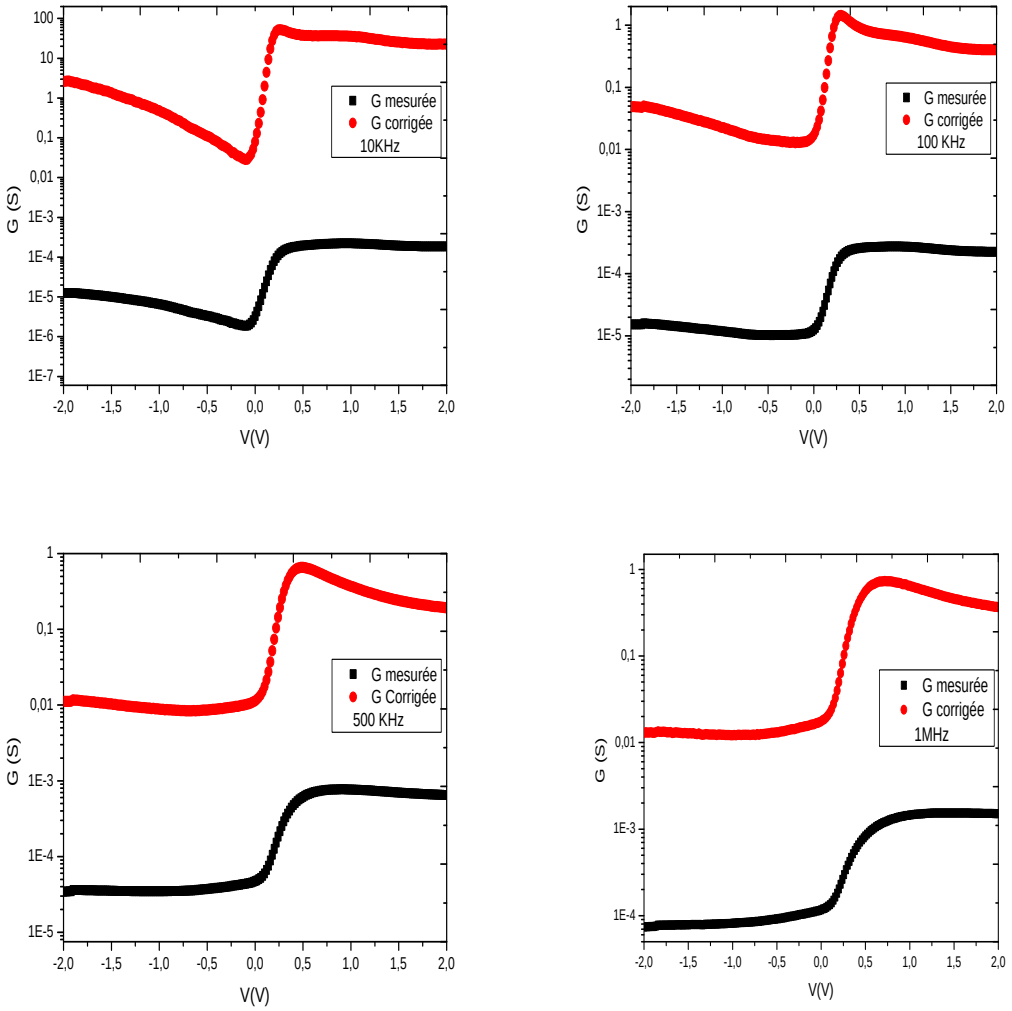


Figure III-6: *Les Conductances mesurées G_m-V et les Conductance corrigées G_c-V en fonction de la tension de polarisation de la diode Au / GaN / GaAs relevées à différentes fréquences.*

Après la correction, les valeurs de la conductance G_c augmentent dans toute la gamme de tension appliquée. La conductance corrigée G_c montre une augmentation considérable avec l'augmentation de la tension dans les zones d'inversion, de d'appauvrissement et d'accumulation pour les quatre fréquences. On observe clairement qu'il y'a une translation des courbes G_m et G_c, lorsque l'effet de la résistance série est éliminé. La résistance série R_s influe sur la caractéristique G(V) et l'extraction des paramètres électriques et lorsque son effet est éliminé, la conduction est améliorée.

III-2-5 Les caractéristiques C^{-2} –V

Les caractéristiques C^{-2} –V, à la température ambiante, mesurées à haute et basse fréquences sont montrées sur la figure III-7. Les paramètres électriques de Au / GaN / GaAs, tels que le potentiel de diffusion V_d et la hauteur de barrière Φ_{bn} sont évalués à l'aide de courbes C^{-2}-V. Le potentiel de diffusion est obtenu par extrapolation de la région linéaire de la caractéristique C^{-2}-V pour la structure Au / GaN / GaAs. La hauteur de barrière est alors déduite par la relation suivante [15] :

$$\phi_{bn} = V_d + \frac{kT}{q} \ln \frac{N_c}{N_d} \qquad \text{(III-5)}$$

Où T, k, N_c sont la température ambiante, la constante Boltzmann et la densité équivalente (ou effective) d'états dans la bande de conduction donnée par sa valeur est 4×10^{19} cm^{-3}[20]. On peut alors, déduire la valeur de la hauteur de barrière Φ_{bn} pour la structure Au / GaN / GaAs. La concentration de dopage peut être calculée à partir de la pente de la caractéristique C^{-2}–V avec l'équation suivante [21]:

$$\frac{dC^{-2}}{dV} = \frac{2}{q\varepsilon_s A^2 N_d} \qquad \text{(III-6)}$$

Où ε_s est la permittivité du substrat et A la surface de la grille métallique (Au). Figure III-7 présente les courbes C^{-2}-V mesurées et corrigées de la diode Au GaN/GaAs Tracées à différentes fréquences.

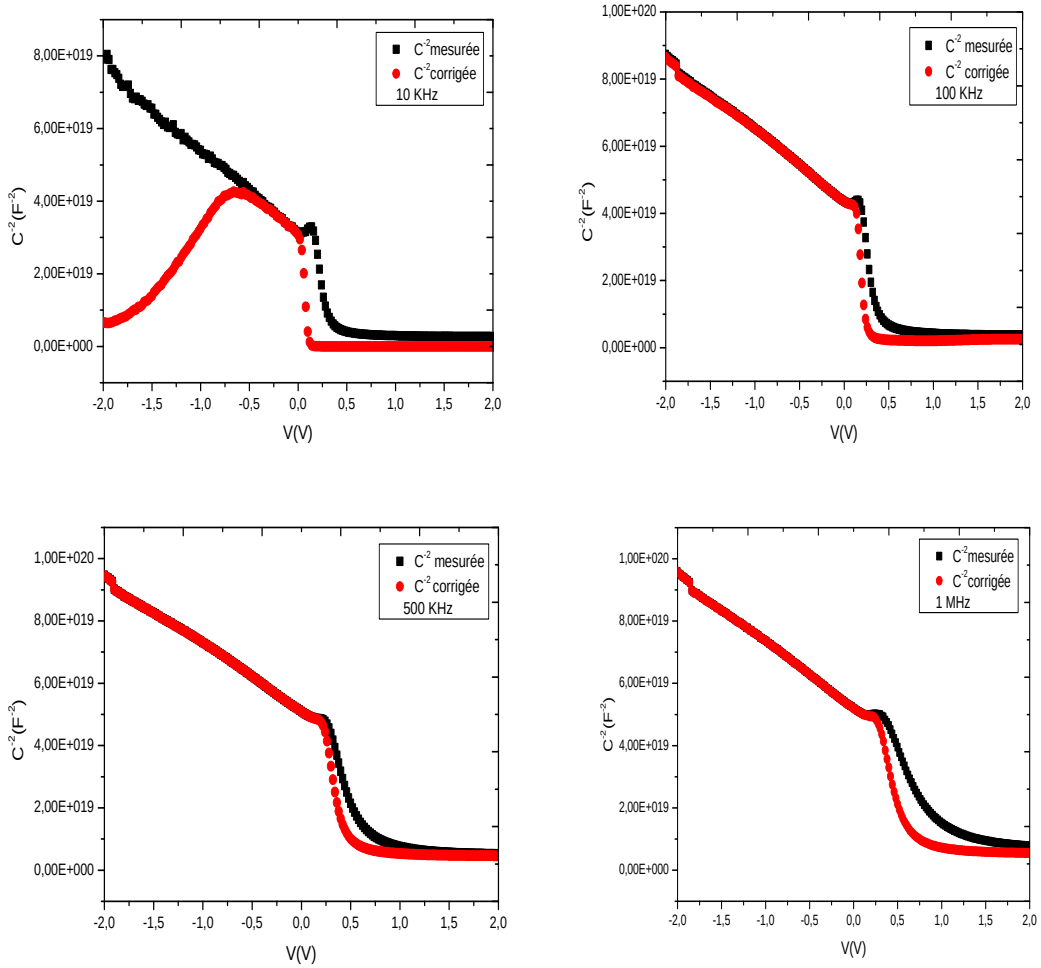


***Figure III-7**: Les caractéristiques C^{-2}-V mesurée et corrigée de la diode Au/GaN/GaAs relevées à différentes fréquences.*

En polarisation inverse, pour les fréquences de 100 KHz, 500 KHz et 1 MHz, la capacité mesurée et corrigée ont clairement, pris une forme linéaire, cohérente avec le modèle de la diode Schottky. Cependant, à 10 KHz la capacité corrigée augmente dans la région [-2V, -0.75V], puis elle augmente et devient conforme avec la capacité mesurée entre [-0.75 et 0V]. Ceci peut être attribué à une fuite. En polarisation directe, on remarque qu'il a une légère dispersion entre les deux courbes à différentes fréquences.

La pente nous permet de déterminer la densité des donneurs [22]. Ces valeurs sont alors trouvées égale à 3,49 × 10^{16} cm^{-3}et 3.6 ×10^{16} pour la diode Au / GaN / GaAs. Ces valeurs sont légèrement supérieures à celle du substrat GaAs. Cela peut

être attribué probablement à l'oxygène présent dans l'enceinte ultra-vide. Ce dernier deviendrait actif sous l'effet de la température (activation thermique). Les paramètres électriques de la diode Au / GaN / GaAs extraits des caractéristiques C^{-2}-V corrigées sont résumés dans le tableau III-3.

Paramètres électriques / Fréquences	Φ_{bn} (eV)	N_d (cm^{-3})	V_d (V)
10 KHz	0.31	2.64×10^{16}	0.25
100 KHz	0.32	2.80×10^{16}	0.26
500 KHz	0.35	2.82×10^{16}	0.29
1 MHz	0.42	3.44×10^{16}	0.36

Tableau III-3: *Paramètres électriques de la diode Au / GaN / GaAs obtenues en utilisant les courbes C^{-2}-V.*

La valeur du dopage obtenue par la méthode de correction est un peu grande par rapport à celle donnée par le fournisseur du substrat n-GaAs ($N_d = 4.9 \times 10^{15}$). Ceci s'explique par l'effet de l'accumulation d'électrons à l'interface GaN-GaAs due à la différence d'affinité électronique des deux matériaux. Ça peut être aussi provoqué par l'oxygène présent dans l'enceinte ultra vide.

III-2-6 Les caractéristiques de la densité des états d'interface Nss :

L'autre paramètre ayant encore une influence directe sur les mesures C et G est représenté par les états d'interface et leurs distributions dans la bande interdite des semi-conducteurs. Plusieurs méthodes expérimentales ont été développées pour l'étude des états d'interface des structures basés essentiellement sur la mesure de la capacité différentielle [21-2-23-15]. Parmi ces méthodes, la méthode de comparaison des capacités relevées en haute et en basse fréquence (C_{HF}-C_{LF}) provient du fait qu'elle permet la détermination de nombreuses propriétés de la couche interfaciale [21-24-25].

La densité d'état d'interface N_{ss} peut être extraite par sa contribution de la courbe capacité mesurée et corrigée C_m– V et C_c-V [2-26].

Dans le circuit équivalent de la structure, la capacité interfaciale C_i est en série avec la combinaison parallèle de la capacité d'état d'interface C_{ss} et de la capacité de charge d'espace C_{sc}. Comme N_{ss} ne suivent pas le signal de modulation en hautes fréquences,

dans la région d'inversion et d'épuisement, la capacité totale mesurée (C_{HF}) ne tient pas compte de la capacité des états.

La capacité des états d'interfaces C_{ss} peut être calculée en soustrayant la capacité de la couche d'appauvrissement déterminée à partir de la capacité mesurée à haute fréquence C_{HF}. La capacité de la couche d'appauvrissement est en parallèle avec la capacité des états d'interface déterminée à partir de la capacité mesurée à basse fréquence C_{LF}.

La densité des états d'interface est calculée en utilisant la relation suivante [21-27]:

$$qAN_{SS} = C_{SS} = \left[\frac{1}{C_{LF}} - \frac{1}{C_i}\right]^{-1} - \left[\frac{1}{C_{HF}} - \frac{1}{C_i}\right] \qquad \text{(III-7)}$$

C_i est la capacité de la couche interfaciale et est donnée par la relation suivante [21-27]:

$$C_i = C_m\left(1 + \frac{G_m^2}{\omega C_m^2}\right) \qquad \text{(III-8)}$$

La figure III-8 montre la distribution de la densité des états d'interface dans la bande interdite de la diode Au / GaN / GaAs (avant et après correction).

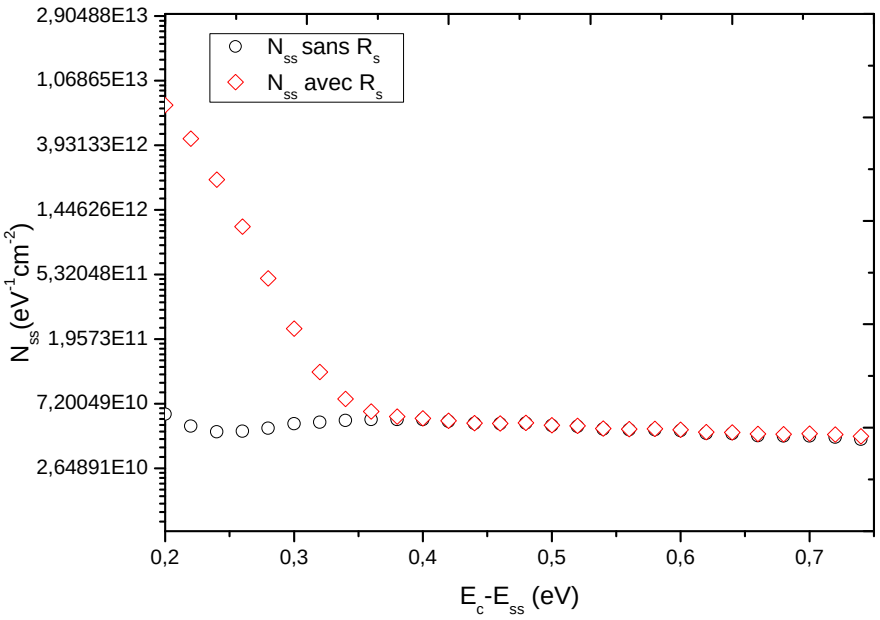


Figure III-8: *Distribution de la densité des états d'interface dans la bande interdite de la diode Au / GaN / GaAs avec et sans résistance série.*

Les valeurs de N_{ss} calculées en éliminant la résistance série R_s sont inférieures à celles calculées avec R_s. On observe que les deux courbes sont largement écartées à (E_c-0.2) et la densité d'états d'interface est égale à 7.31×10^{12} et 6.1×10^{10} avec et sans résistance série. Puis, elles se rejoignent lorsqu'on se rapproche du milieu de la bande interdite à (E_c-0,6) où il y a moins d'échange entre les deux bandes.

Les résultats obtenus de N_{ss} sont en accord avec l'étude réalisée par Demirezen et al [28]. En effet, ces derniers ont étudié l'effet de la résistance série et les états d'interface sur les caractéristiques I-V, C-V et G-V des diodes Schottky Au / Bi dopées d'alcools polyvinylique (PVA)/ n-Si à la température ambiante.

Kacha et al. [29] ont appliqué la méthode capacité-tension en haute fréquence, pour les structures Au/GaN/GaAs, afin d'éliminer l'effet de la résistance série. Ils ont trouvé que la densité d'états d'interface est réduite après correction.

III-3 Etude des caractéristiques électriques Capacité – Tension en fonction de la fréquence des structures Au/GaAs :

III-3-1 Caractéristiques C-V :

La figure III-12 illustre les caractéristiques C-V mesurées à la température ambiante des structures Au/GaAs à diverses fréquences (10 KHz-1 MHz).

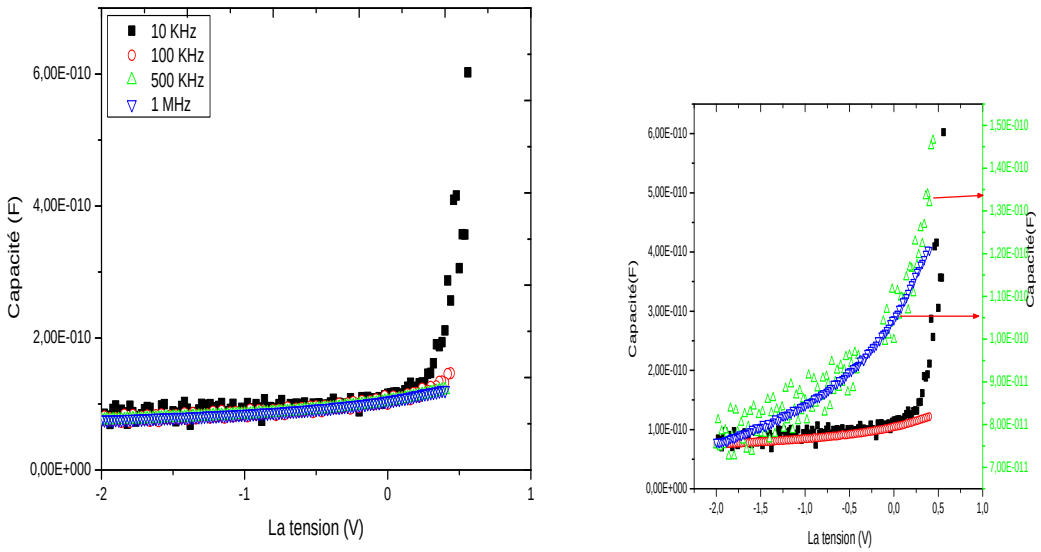


Figure III-12: *Les caractéristiques Capacité–tension de polarisation pour la diode Au/GaAs tracées à différente fréquences.*

En polarisation directe, on observe que la capacité mesurée dépend essentiellement de la fréquence et de la tension de polarisation. Comparés aux mesures C-V des structures Au/GaN/GaAs, ces dispositifs Au/GaAs présentent des courbes typiques de la diode Schottky.

En polarisation inverse, on voit clairement que le changement de la fréquence n'a que très peu d'influence sur le changement de la valeur de la capacité. Une très faible variation de la capacité (la capacité augmente de manière peu signifiante avec l'augmentation de la fréquence).

La tendance observée dans les caractéristiques est due au fait qu'à des fréquences basses, les pièges d'interface et le temps de relaxation de ces derniers suivent le signal de modulation a.c. Dans ce cas, les états d'interface ne sont plus gelés et la capacité équivalente de ces derniers intervient dans le calcul de la capacité totale.
A haute fréquence, le niveau des pièges d'interface ne suit pas le signal de modulation. Par conséquent, la probabilité de contribution du niveau des pièges d'interface dans la capacité totale est presque négligeable. Dans ce cas, les caractéristiques des structures sont influencées uniquement par la capacité de charge d'espace [30].

III-3-2 Caractéristiques G-V :

Les conductances mesurées en fonction de la tension appliquée de la structure Au / GaAs à différentes fréquences dans une gamme de fréquences allant de 10 KHz à 1 MHz à la température ambiante (300 K) est montrée dans la figure III-13.

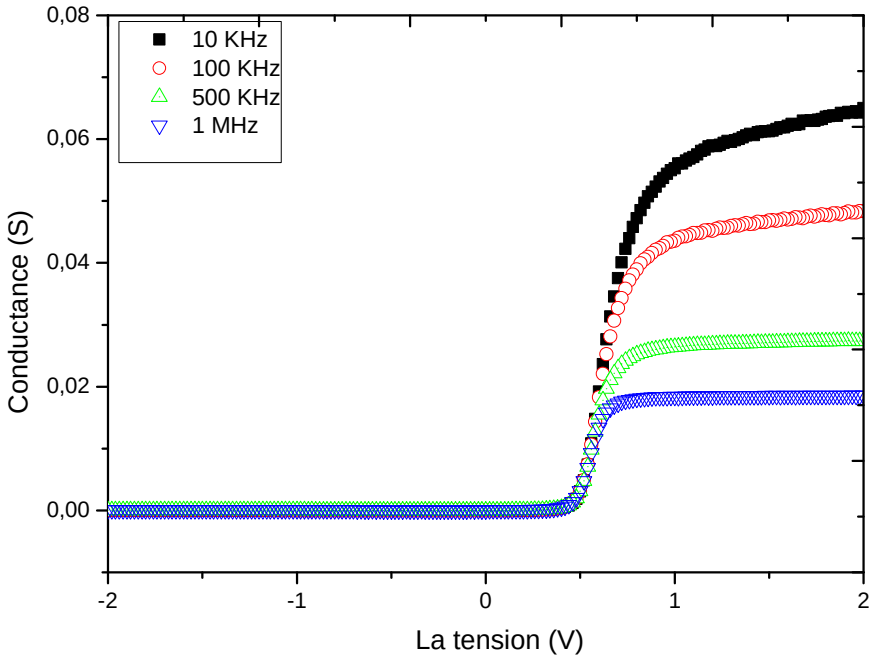


Figure III-13: *Les caractéristique Conductance –tension de polarisation de la diode Au/GaAs tracées à différente fréquences.*

Les courbes G -V montrent que la conductance est indépendante de la tension de polarisation et de la fréquence, ceci pour des tensions de polarisation inférieures à 0.3V. Au-delà de cette valeur de tension, les courbes des conductances augmentent très rapidement pour se saturer ensuite. On observe aussi une dispersion en fréquence et les valeurs des conductances augmentent de manière inversement proportionnelle à la fréquence. Le comportement de ces conductances s'explique par le fait qu'en basses fréquences, les états de l'interface répondent au signal alternatif de modulation, sans oublier l'effet de la résistance série.

III-3-3 La résistance série (Rs-V) :

Les valeurs de R_s calculées à l'aide de l'équation III-1 et sont tracées dans la figure III-14 en fonction de la tension de polarisation.

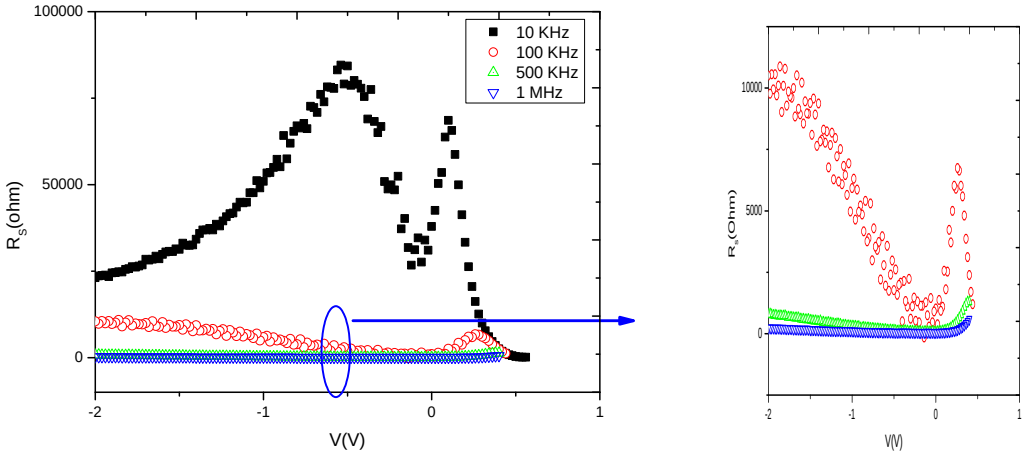


Figure III- 14: *Les résistances série en fonction de la tension de polarisation pour différentes fréquences pour la structure Au/GaAs.*

Les valeurs de C et G peuvent être considérablement affectées par la résistance série R_s de la structure. Dans la diode Au / GaAs, on peut observer, à partir de la figure III-14, deux pics (à -0,54V à 0,1V) à basse fréquence (10 KHz). Ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par Demirezen et al. [28]. Dans leurs travaux de recherche (effet de la fréquence et de la température sur la caractéristique capacité / conductance-tension des diodes à barrière schottky Au / n-GaAs). Ces derniers ont obtenu deux pics dans les structures. Ceci peut s'expliquer par le fait que l'un des pics est causé par la présence de N_{ss} et leur distribution particulière dans la bande interdite des semi-conducteurs et que l'autre est causée par la couche interfaciale native. Le tableau IV-3 englobe la position des pics et les valeurs des résistances séries à différentes fréquences.

	Au/GaAs				
Fréquences	10 KHz		100 KHz	500 KHz	1 MHz
Pics	-0.54	0.1	0.26	0.4	0.4
Rs (kΩ)	80.508	68.582	6.737	1.302	0.582

Tableau III-3: *La position des pics et les valeurs des résistances séries à différentes fréquences.*

La résistance série R_s présente une valeur très significative en fonction de la tension de polarisation. Cette résistance diminue avec la fréquence. Ce dernier paramètre influence fortement le comportement électrique des diodes.

III-3-4 Caractéristiques C-V et G-V corrigées :

Pour obtenir la capacité réelle C_c et la conductance G_c de la diode, la capacité mesurée à différente fréquences sont corrigées en utilisant les équations III-2 et III-3, respectivement. La figure III-15 présente les capacités mesurées et corrigées en fonction de la tension de polarisation pour la structure Au/GaAs tracées à différentes fréquences.

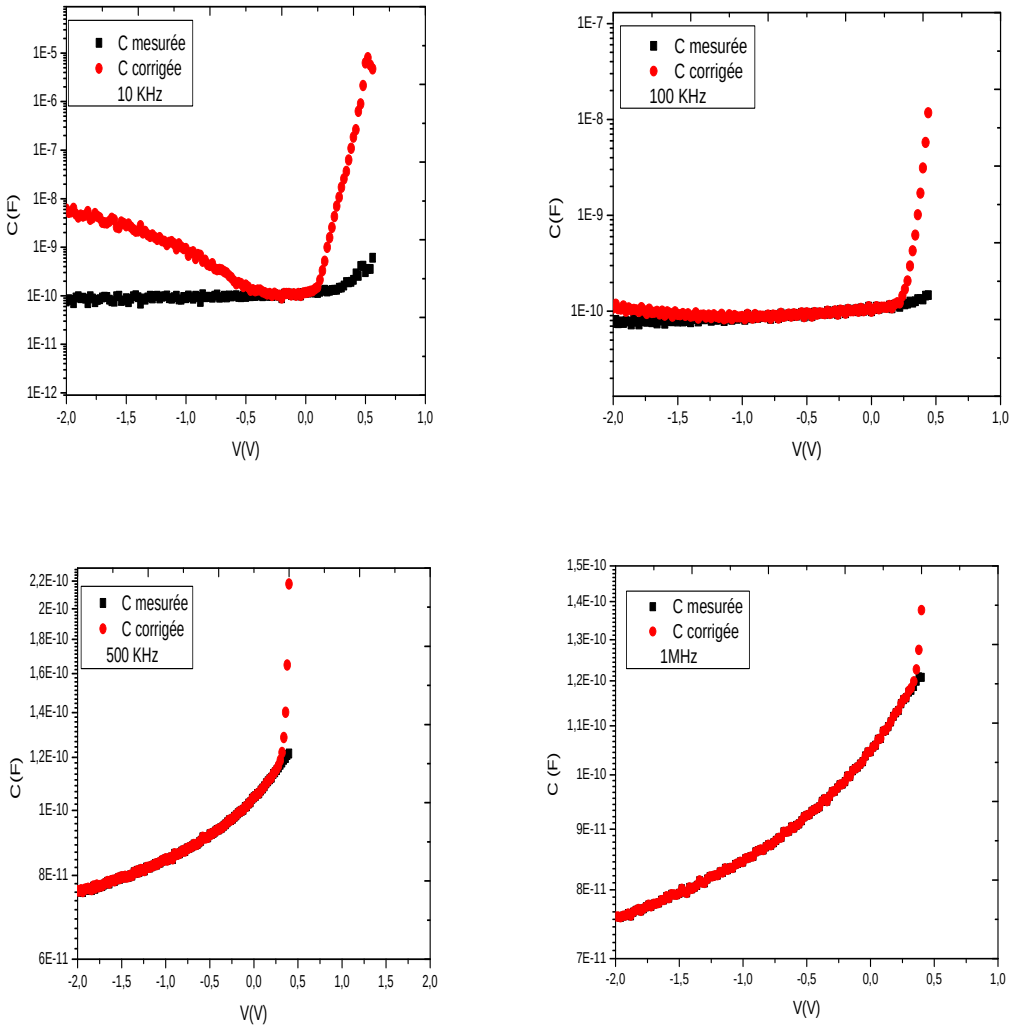


Figure III-15: *La capacité mesurée et corrigée en fonction de la tension de polarisation des structures Au/GaAs tracées à différente fréquences*

Après l'étape de correction, les valeurs du C_c et C_m augmentent avec l'augmentation de la tension de polarisation. On observe, que les deux courbes sont confondues, pour les deux fréquences (500 KHz et 1 MHz), ceci s'explique par la résistance plus faible dans ces deux cas de fréquence. Comme le montre la figure, une correction a été apportée sur la courbe C-V pour éliminer l'effet de la résistance série dans les toutes régions.

La figure III-16 : illustre les caractéristiques de la conductance mesurée et corrigée à la température ambiante de la structure Au/GaAs pour les différentes fréquences

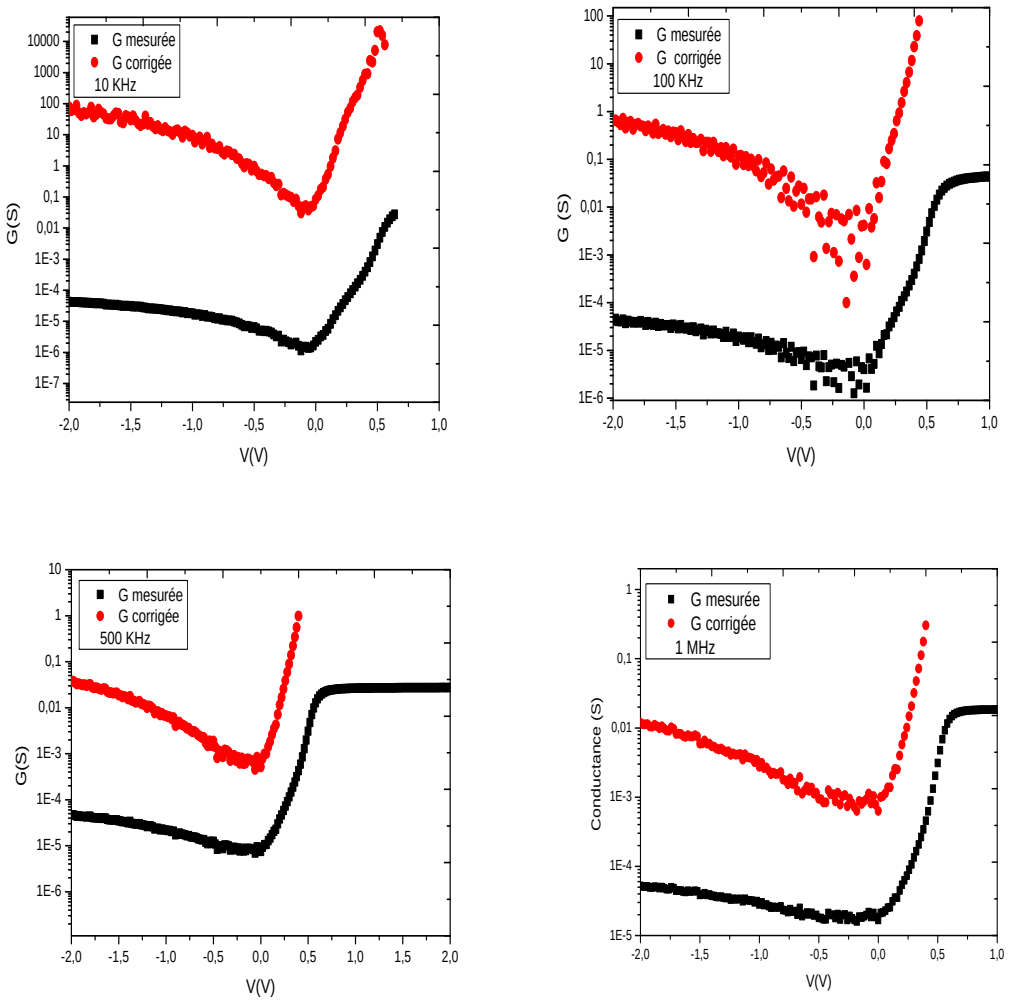


Figure III-16: *La conductance mesurée G-V et la conductance corrigée Gc-V en fonction de la tension de polarisation pour la diode Au / GaN / GaAs tracées à différentes fréquences*

D'après la figure III-16, on remarque, que G_c et G_m augmentent dans toutes les gammes avec l'augmentation de la tension de polarisation pour les quatre fréquences. Nous assistons à une translation des deux courbes et une augmentation des valeurs des conductances, après la correction.

III-3-5. Les caractéristiques C^{-2} –V :

Afin de calculer certains paramètres électriques tels que N_d, V_d et Φ_{bn}, les courbes C^{-2}-V sont tracées en utilisant les données des C-V (Voir figure III-17) relevées à différentes fréquences.

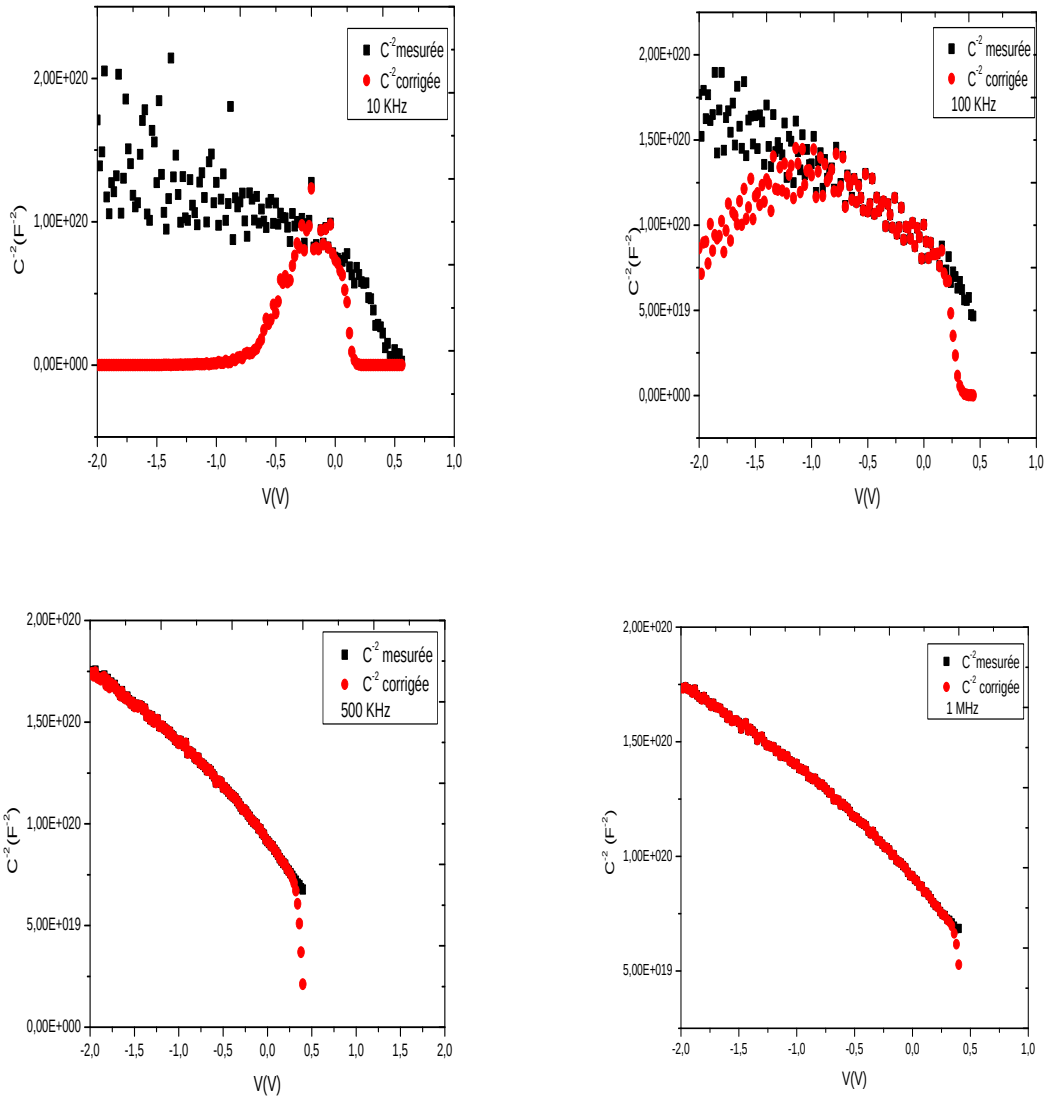


Figure III-17: *Les courbes C^{-2}-V mesurées et corrigées de la diode Au / GaAs à différente fréquences.*

Les potentiels de diffusion sont obtenus par extrapolation de la région linéaire des caractéristiques C^{-2}-V et les résultats sont indiqués dans le tableau III-4
Les concentrations de dopage peuvent être calculées à partir de la pente de la région des caractéristiques C^{-2}-V. Par conséquent les données sont montrées dans le tableau III-4.

Dans les caractéristiques C^{-2}-V illustrées dans la figure III-17, on remarque que les deux courbes sont linéaires et confondus dans tout l'intervalle pour les hautes fréquences. Les paramètres électriques de la structure Au / GaAs sont évalués à l'aide de courbes C^{-2}-V (voir le tableau III-4).

Paramètres électriques / Fréquences	Φ_{bn} (eV)	N_d (cm^{-3})	V_d (V)
10 KHz	0.21	1.88×10^{16}	0.19
100 KHz	0.28	1.36×10^{16}	0.20
500 KHz	0.32	1.27×10^{16}	0.24
1 MHz	0.35	1.14×10^{16}	0.26

Tableau III-4: Paramètres électriques de la diode Au / GaAs obtenues en utilisant les courbes C^{-2}-V.

D'après le tableau ci-dessus, on observe clairement que les valeurs de la hauteur de barrière et la tension de diffusion augmentent en fonction de la fréquence. Cependant, Les valeurs de la concentration de dopage restent plus en moins uniforme, en fonction de la fréquence.

III-3-6 Les caractéristiques de la densité des états d'interface N_{ss} :

La densité d'état d'interface N_{ss} est calculée à partir de la caractéristique C-V expérimentale à basse fréquence (mesuré à 10 KHz) et de la caractéristique C-V à haute fréquence (mesuré à 1 MHz) en utilisant l'équation III-7. La figure ci-dessous représente la distribution de la densité des états interfaces dans la bande interdite de la diode Au / GaAs avant et après la correction.

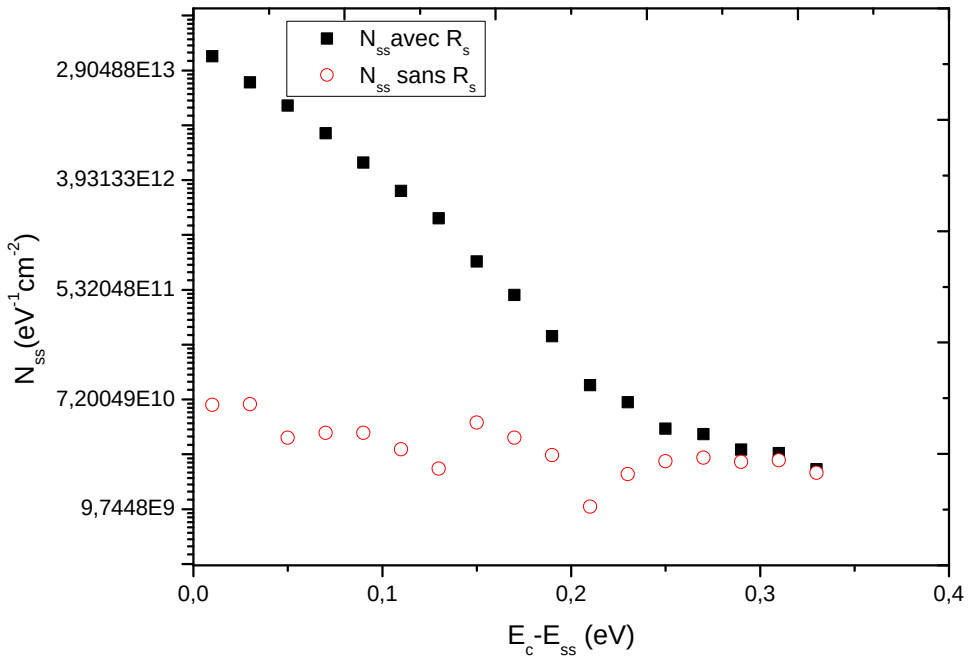


Figure III-18: *Distribution de la densité des états interfaces dans la bande interdite de la diode Au / GaAs avec et sans résistance série.*

La densité d'états d'interface est également évaluée pour la diode Au / GaAs à (E_c-0.2) et est égale à 9.31 × $10^{10}$$eV^{-1}$ cm^{-2} et $10^{10}$$eV^{-1}$ cm^{-2} avec et sans résistance en série, respectivement. En s'approchant du milieu de la bande interdite, les deux courbes se rejoignent pour donner des valeurs.

De N_{ss} égales à 4,5 ×$10^{10}$$eV^{-1}$ cm^{-2} à (E_c-0,35) eV. Nous montrons clairement, que la densité des états d'interface diminue lorsque les caractéristiques électriques sont corrigées et par conséquent, les performances des dispositifs sont améliorées.

Le tableau III-5 ci-dessus regroupe les résultats de la densité d'états d'interface des deux structures Au/ GaN/ GaAs et Au / GaAs.

Structures	Au/GaN/GaAs		Au/GaAs	
La position dans la bande interdite (eV)	(E_c-0.2)	(E_c-0.35)	(E_c-0.2)	(E_c-0.35)
N_{ss} Avec résistance série (cm^{-2} eV^{-1})	$7{,}3 \times 10^{12}$	6.1×10^{10}	$9{,}31 \times 10^{10}$	4.5×10^{10}
N_{ss} Sans résistance série (cm^{-2} eV^{-1})	6.1×10^{10}	6.1×10^{10}	10^{10}	4.5×10^{10}

Le tableau III-5 *: Les résultats de la densité d'états d'interface des deux structures Au/ GaN/ GaAs et Au / GaAs.*

CONCLUSION :

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'étude des structures Au/GaN/GaAs et Au/GaAs. La structure Au /GaN/GaAs est obtenue par la nitruration de la surface de GaAs en exposant celle-ci à un flux d'azote actif crée par une source à décharge à haute tension dans un bâti ultravide. Les composants obtenus est ensuite étudiés à l'aide de spectroscopie de photoélectrons X(XPS) avant d'être analysés par des mesures Capacités – tension C(V) et Conductances– tension G(V) en fonction de la fréquence et pour une température ambiante.

Les mesures C(V) effectuées à différentes fréquences sur les échantillons étudiés, montrent que les courbes obtenues présentent une allure de diode.

Les caractérisations électriques effectuées sur ces structures, nous ont permis d'extraire plusieurs paramètres pour des différentes fréquences. Ainsi, pour obtenir des courbes réelles (C-V) et (G-V). Nous avons appliqué des expressions afin d'éliminer l'effet de la résistance série. Cette dernière peut être induite par les contacts ohmiques de la face arrière et la résistivité du substrat. Nous avons aussi noté l'apparition d'un pic dans la caractéristique R_s-V de l'échantillon Au/GaN/GaAs attribué à la présence des pièges à l'état d'interface dans la bande interdite. Par contre, pour le deuxième échantillon, on observe l'apparition des deux pics à basse fréquence. L'un des pics est causé par la présence de N_{ss} et leur distribution particulière dans la bande interdite des semi-conducteurs et que l'autre pic est causée par la couche interfaciale native.

L'exploitation de la caractéristique $C^{-2}(V)$ nous a permis d'estimer la concentration en dopants N_d et la tension de diffusion V_d pour les structures Au/GaN/GaAs et Au/GaAs pour déférente fréquences. Les valeurs de la tension de diffusion et la hauteur de barrière augmentent en fonction de la fréquence pour les deux structures. Par contre, les valeurs de la concentration de dopants augmentent pour la structure Au/GaN/GaAs et diminuent pour la structure Au/GaAs en fonction de la fréquence, ceci peut être due probablement à l'oxygène présent dans l'enceinte ultra-vide.

Enfin, nous avons tracé les courbes représentant la distribution d'état d'interface dans la partie supérieure de la bande interdite avec et sans résistance série à la température ambiante pour les deux structures. Nous avons obtenue des valeurs de la densité de N_{ss} avant et après la correction pour la structure Au/GaN/GaAs supérieure par rapport à la structure Au/GaAs. Cette diminution est le résultat de l'effet de passivation de la couche interfaciale GaN sur GaAs.

Références bibliographiques :

[1] N. Kavasoglu, C. Tozlu, O. Pakma, A, S. Kavasoglu, S. Ozden, B. Metin. Ő. Birgi, Ş. Oktik,

Synthetic Metal, 159 (2009) 1880.

[2] E.H. Nicollian, J.R. Brews,

MOS (metal/oxide/semiconductor) Physics and Technology, John Wiley & Sons, New York, 1982.

[3] Ő.F. Yüksel. S. B. Ocak. A. B.Selçuk,

Vacuum, 82 (2008) 1183.

[4] N. Tuğluoğlu, Ő. F. Yüksel. S. Karadenz, H. Şafak.

Materials Science in Semiconductor Processing, 16 (2013) 786-791.

[5] N. Tuğluoğlu,

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 254 (2007) 118.

[6] Jean-Claude Mpeko,

Appl. Phys. Lett. 71 (1997) 3730-3732.

[7] H. C. Card, E. H. Rhoderick,

J. Phys. D: Appl. Phys. 4 (1971)1589.

[8] R. Şahingoz, H. Kanbur, M. Voigt, C. Soykan,

Synth.Met.158 (2008)727.

[9] R. K. Gupta, K. Ghosh, P. K. Kahol,

Curr.Appl. Phys. 9(2009) 933.

[10] S. Karatas, F. Yakuphanoglu, F. M. Amanullah,

Journal of Physics and Chemistry of Solids, 73 (2012) 46.

[11] I. Dökme, S. Altindal,

Physica B, 391 (2007) 59.

[12] H. Norde,

J. Appl. Phys, 50 (1979) 5052.

[13] A. Tataroğlu and Ş. Altindal,

Microelectron.Eng, 85 (2008) 2256–2260,

[14] S. Zeyrek, E. Acaroğlu, Ş. Altındal, S. Birdoğan, M. M. Bülbül

Current Applied Physics, 13 (2013) 1-6.

[15] M. M. Bülbül, S. Zeyrek,

Microelectron. Eng. 83 (2006) 2522-2526.

[16]F. Parlaktürk, S. Altındal, A. Tataroğlu, M. Parlak, A. Agasiev.

Microelectronic Engineering, 85 (2008) 81–88.

[17] E.H. Nicollian, A. Goetzberger,

Bell Syst. Tech. J. 46 (1967) 1055.

[18] S. Karatas, A. Tu¨ru¨t,

Vacuum 74 (2004) 45.

[19] D. Korucu, A.Turut, R. Turan, S. Altindal,

Materials Science in Semiconductor Processing, 16 (2013) 344–351.

[20] A. Rabehi, M. Amrani, Z. Benamara, B. Akkal, A. H. Kacha, C. Robert Goumet, G. Monier, B. Gruzza,

Eur. Phys. J. Appl. Phys., 72 (2015) 10102.

[21] S.M. Sze,

Physics of Semiconductor Devices, 2nd ed. John Wiley, New York, 1981.

[22] H. Mathieu and H. Fanet,

Physique des semiconducteurs et des composants électroniques: Cours et exercices corriges. 2009.

[23] L. M. Terman,

Solid-State Electron.5 (1962) 285.

[24] P. Chattpadhyay,

Solid-State Electron.39 (1996) 1491.

[25] R. Sorge,

Solid-State Electron.42 (1998) 76.

[26] R. Castange, A. Vapaille,

Surf.Sci. 28 (1971) 157.

[27] U. Kelberlau, R. Kassing,

Solid-State-Electron.22 (1979) 37.

[28] S. Demirezen, Z. Sönmez, U. Aydemir, Ş. Altindal,

Current Applied Physics, 12 (2012) 266-272.

[29] A. H. Kacha, B. Akkal, Z. Benamara, M. Amrani, A. Rabhi, G. Monier, C. Robert-Goumet, L. Bideux, B. Gruzza,
Superlattices Microstruct, 83 (2015) 827–833.
[30] S. K. Guptan, B. Shankar, William. R. Taube, J. Singh, J. Akhtar,
Physica B, 434 (2014) 44-50.

CHAPITRE IV :

CARACTERISATIONS ELECTRIQUES DE LA STRUCTURE Au/GaN/GaAs EN FONCTION DE LA TEMPERATURE

Introduction.

L'étude de la caractéristique courant-tension des diodes à la température ambiante ne donne pas assez d'informations concernant les mécanismes de transport électrique interne dans ces diodes et la nature de la formation de la hauteur de barrière (homogène ou inhomogène) à l'interface métal/semi-conducteur.

Dans ce chapitre nous allons présenter les résultats des caractérisations électriques Courant -Tension I(V) relevées à différentes températures (80K -100K-150K-200K-250K-280K-300K-320K-350K).

L'analyse de la caractéristique électrique Courant-Tension en fonction de la température (I-V-T) des diodes a permis de déterminer les divers paramètres électriques des structures. Cette étude est réalisée en faisant appel à la méthode de Cheung et Norde pour l'extraction des paramètres qui sont la barrière de potentiel (Φ_{bn}), le facteur d'idéalité (n), la résistance série (R_s) et le courant de saturation (I_s). Nous avons aussi utilisé la distribution Gaussienne pour déterminer la hauteur de barrière moyenne ainsi que la dérivation Standaard σ_s et la constante de Richardson. Enfin, une conclusion englobera nos résultats et commentaires.

IV-1. Présentation de l'échantillon d'étude Au/GaN/GaAs:

L'échantillon utilisé dans ce travail a la même structure que celui utilisé dans le chapitre III. Les deux différences sont l'épaisseur de la couche de GaN et l'échantillon aussi n'a pas subi de recuit. Les détails technologiques de l'échantillon étudié sont regroupés dans le tableau IV-1.

Echantillon	Dopage (cm^{-3})	Orientation Cristalline	Nettoyage	Nitruration	Epaisseur de GaN	Contact Ohmique	Contacte Schottky
Au/GaN/GaAs	4×10^{15}	100	Chimique + bombardement ionique	500°C, 30 min, P = 5W	2.2 nm	Sn + NH_4Cl	4 plots d'Au par évaporation thermique

***Tableau IV-1** : Les caractéristiques technologiques de la structure étudiée.*

IV-2 Résultats expérimentaux et interprétations :

IV-2-1 Caractérisation électrique I(V) en fonction de la température:

La caractéristique I-V dépend de plusieurs paramètres électriques, tels que la résistance série (R_s), la hauteur de la barrière (Φ_{bn}), le courant de saturation (I_s) et le facteur d'idéalité (n). La dépendance de la caractéristique courant-tension de la température et la connaissance avec précision de ces paramètres (n, Φ_{bn}, I_s, R_s) permet de comprendre et d'expliquer les phénomènes de conduction électrique dans les structures.

La figure IV-1 illustre les caractéristiques courant I et son ln (I) en fonction de la tension de polarisation des diodes Au / GaN / GaAs obtenues dans la plage de températures 80K-350K

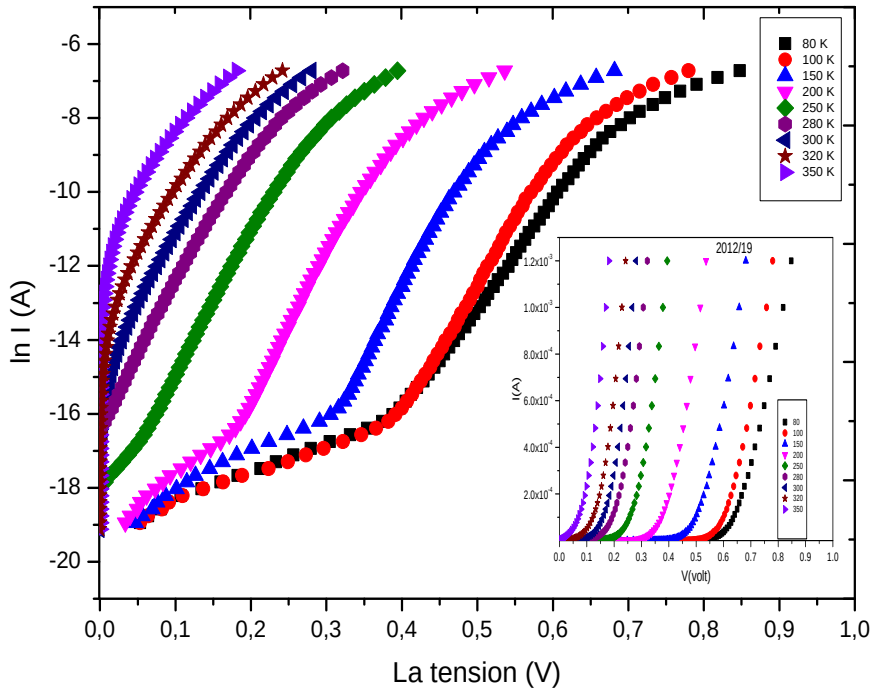


Figure IV-1: *Les caractéristiques I et In (I) en fonction de la tension de polarisation pour les diodes Au / GaN / GaAs à différentes températures.*

Selon la figure IV-1 et à basse température [80 K-200 K], on remarque que les caractéristiques ln I-V dévient de l'idéalité. Les courbes possèdent deux barrières. Puis, ces deux barrières commencent à disparaitre lorsque la température augmente.
A partir de 280 K, on observe une linéarité des courbes. Ceci peut être expliqué par le phénomène de transport qui peut changer d'une température à l'autre. A. Chawanda et al. [1] ont étudié la caractéristique I-V-T de la diode Schottky Au/n-Ge. Ces derniers ont confirmé que cette déviation peut être due à l'effet d'autres processus de transport du courant, tels que la génération- recombinaison des porteurs libres dans la région de charge d'espace et l'effet tunnel des électrons à travers la barrière [2]. A la température supérieure de 250 K, l'émission thermoïonique devient le processus dominant.

IV-2-2 Extraction des paramètres électriques:

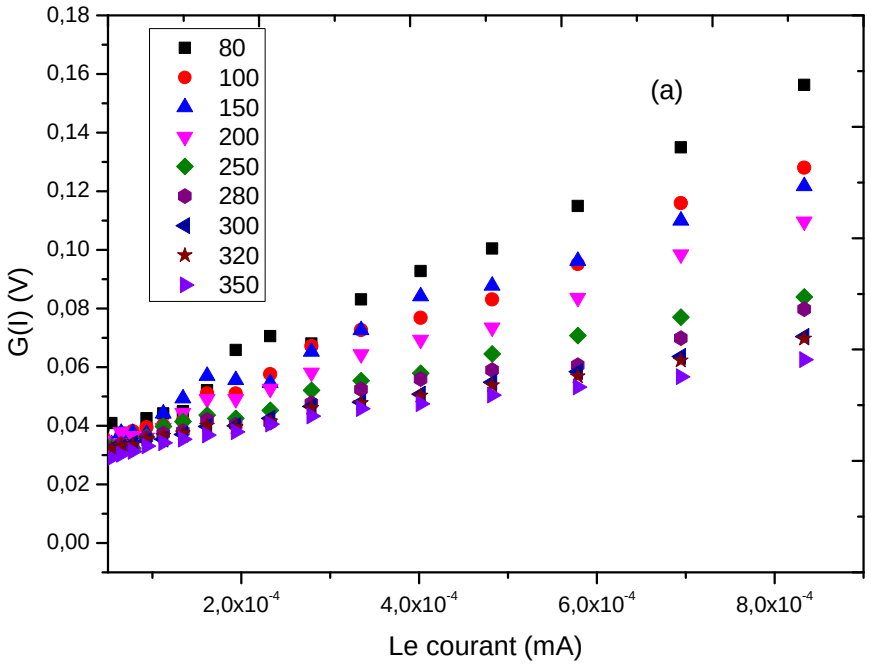
➢ Méthode de Cheung et Cheung:

Dans le but de connaitre l'effet de la température sur la résistance série R_s, le facteur d'idéalité n, le courant de saturation I_s et la hauteur de barrière Φ_{bn}, nous avons appliqué la formule développée par Cheung et Cheung [7] et confirmée par Werner et al. [8]. Cette méthode a l'avantage d'être utilisée même pour des variations de courant direct non linéaire dans une échelle exponentielle. Elle est basée sur le calcul et le tracé de deux fonctions G (I) et H(I):

$$G(I) = \frac{dV}{d(\ln I)} = IR_s + n\left(\frac{kT}{q}\right) \qquad \text{(IV-5)}$$

$$H(I) = V - \left(\frac{nkT}{q}\right)\ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) = n\Phi_{bn} + IR_S \qquad \text{(IV-6)}$$

Les caractéristiques de G(I) et H(I) en fonction du courant sont représentées dans la figure IV-2 pour les structures Au/GaN/GaAs à différentes températures.



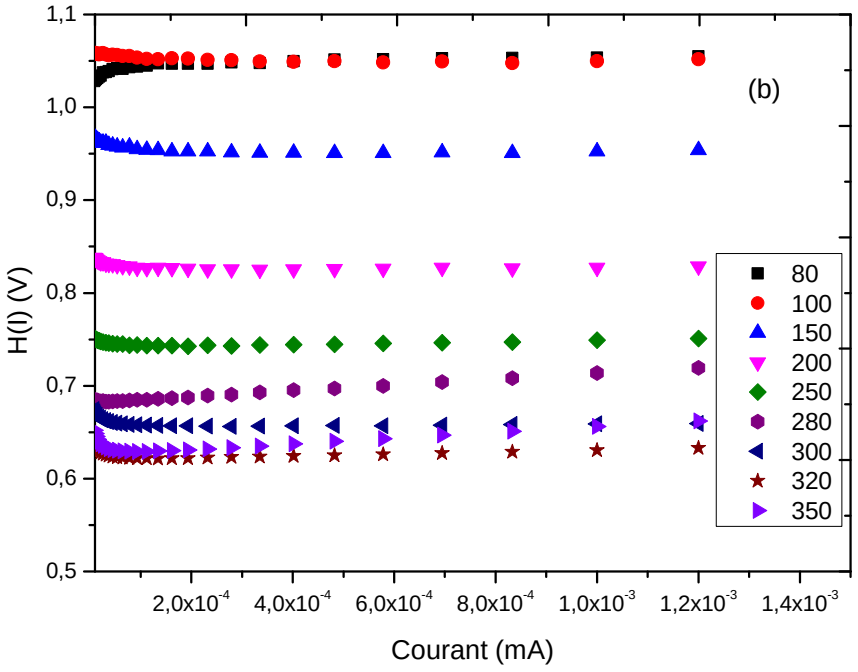


Figure IV-2 : *(a) la courbe de G(I) en fonction du courant (I) et (b) la courbe de H (I) en fonction du courant (I) pour les structures Au/GaN/GaAs à différentes températures.*

Selon l'équation (IV-5), la pente de la partie linéaire de G(I) par rapport à I donne la résistance série R_s et l'intersection G(I) avec l'axe des courants donne le facteur d'idéalité n. Par contre, la hauteur de la barrière Φ_{bn} est obtenue par l'intersection de la fonction H(I) avec l'axe des courants. Remarquons aussi que la résistance série peut être obtenue à partir de la valeur de la pente de la fonction H(I).

➢ Méthode de Norde :

On utilise la fonction développée par Norde pour déterminer la hauteur de barrière en considérant l'équation suivante [9] :

$$F(V) = \frac{V}{\gamma} - \frac{kT}{q}\ln\left(\frac{I(V)}{AA^{*}T^{2}}\right) \qquad \text{(IV-7)}$$

Où I (V) est le courant déterminé à partir de la courbe I-V pour chaque température, γ est un nombre entier ayant une valeur adimensionnelle supérieure au facteur d'idéalité n. Après avoir tracé F (V) nous pouvons calculer la hauteur de barrière comme suit [9]:

$$\Phi_{bn} = F(V_{\min}) + \frac{V_{\min}}{2} - \frac{kT}{q} \qquad \text{(IV-8)}$$

Où V_{min} est la valeur minimale correspondant à la tension et $F(V_{min})$ est le point minimum de F(V) [10]. A partir de l'équation IV-8, on peut déduire la valeur de Φ_{bn} pour chaque température.

La figure IV-3 présente les variations de F (V) en fonction de la tension de polarisation à différentes températures.

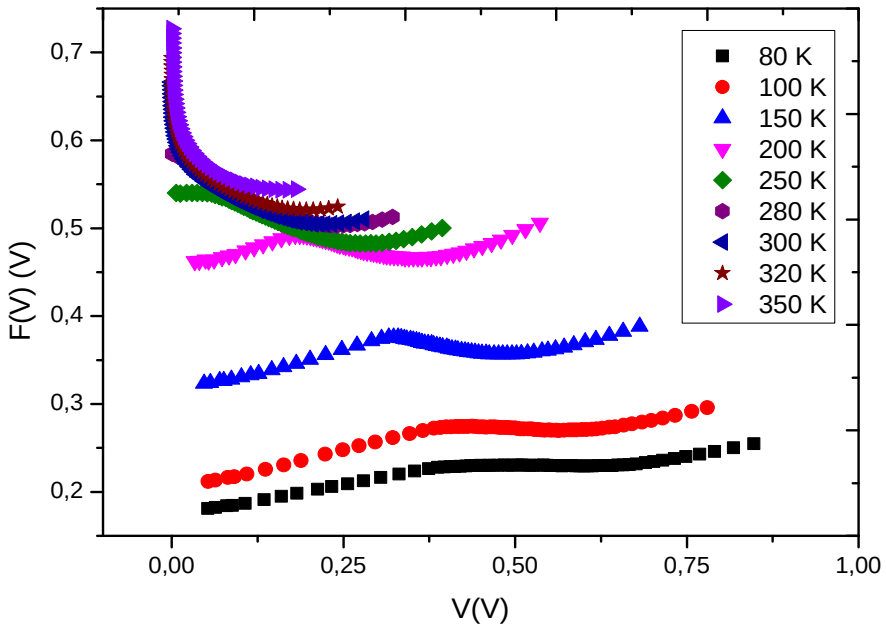


Figure IV-3 : *Les courbes F (V) en fonction de la tension de polarisation des diodes Au/GaN/ GaAs à différentes températures.*

Le tableau IV-2 regroupe les différents paramètres extraits à partir des caractéristiques I-V des structures Au / GaN / GaAs en utilisant les méthodes de Cheung et Norde à différentes températures.

Température (K)	**Le facteur d'idéalité**	**Résistance série (Ω)**		**La hauteur de barrière (eV)**		**Le courant de saturation (A)**
		Par G(J)	***Par H(J)***	***Par Cheung***	***Par Norde***	
80 K	4.14	152.40	127.5	0.25	0.18	4.23×10^{-14}
100 K	3.10	122.86	112.17	0.29	0.22	2.81×10^{-13}
150 K	2.41	117.89	106.26	0.39	0.32	6.55×10^{-11}
200 K	1.64	98.44	86.66	0.50	0.47	3.71×10^{-10}
250 K	1.38	70.48	63.07	0.53	0.58	4.75×10^{-8}
280 K	1.20	60.77	53.73	0.56	0.59	2.34×10^{-7}
300 K	1.16	50.72	47.62	0.56	0.59	1.29×10^{-6}
320 K	1.07	49.42	46.91	0.57	0.60	3.84×10^{-6}
350 K	1.06	36.88	31.40	0.58	0.60	1.99×10^{-5}

Tableau IV-2: *Les paramètres électriques obtenus à partir des courbes I-V par la méthode de Cheung et Norde à différentes températures.*

D'après les résultats obtenus dans le tableau IV-2 on observe, que les valeurs du facteur d'idéalité (n) des diodes Au/GaN/GaAs diminuent avec l'augmentation de la température et elles sont estimées entre 4.14 (à 80 K) et 1.06 (à 350K). Ce comportement est en bon accord avec les résultats trouvés dans la littérature [11-12]. A basses températures, les valeurs élevées du facteur d'idéalité (n) peuvent être attribuées à la présence d'inhomogénéités de la hauteur de barrière qui peuvent créer des défauts à l'interface, l'injection des porteurs minoritaires et la formation de la distribution d'état d'interface au niveau de la bande interdite de semiconducteur [13].
D'autre part, les valeurs de la hauteur de barrière ont un comportement habituel qui augmente avec l'augmentation de la température (0.25 eV, 0.18 eV à 80 K) et (0.58eV ,0.60 eV à 350 K). Ces résultats sont en très bon accord (Φ_{bn} obtenu par la méthode de Cheung et Φ_{bn} obtenu par la méthode de Norde). Ces résultats sont comparables avec la littérature d'autres chercheurs [14-15]. D'après ces résultats, on peut constater que la hauteur de barrière augmente avec l'augmentation de la température. Ce comportement est illustré dans la figure IV-4. Ceci s'explique par le courant de conduction dans l'interface métal-semiconducteur qui dépend de la température. A des températures plus basses, le courant est formé par des charges qui dépassent les barrières inférieures. Lorsque la température augmente, les charges électriques gagnent plus d'énergie et augmente le nombre de charges passant par la barrière supérieure. Ce comportement entraîne une augmentation de la hauteur de barrière [16- 17- 18]. La diminution de la hauteur de barrière à basse température peut être due : à la densité des états d'interface ; aux inhomogénéités et à la dispersion irrégulière des charges à l'interface [17- 19].
Nous remarquons, que le courant de saturation varie proportionnellement avec la température (4.23×10^{-14} A à 80 K et 1.99×10^{-5} A à 350 K). Nous notons que l'augmentation de la température induit une activation thermique des porteurs de charges et par conséquent une création d'un excès de porteurs libres $\Delta n=\Delta p$, ce qui explique l'augmentation de courant de saturation.

La figure IV- 4 représente les variations du facteur d'idéalité (n) et la hauteur de barrière (Φ_{bn}) en fonction de la température de la structure étudiée.

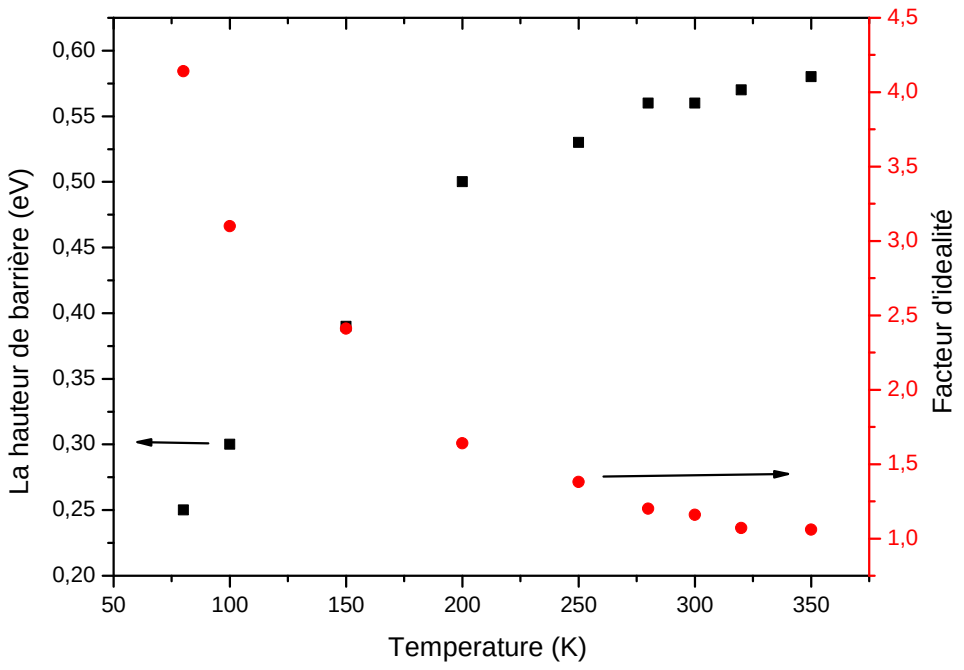


Figure IV-4: *Variations du facteur d'idéalité (n) et la hauteur de barrière (Φ_{bn}) en fonction de la température de la diode Au/GaN/GaAs.*

Selon la figure IV-4, on peut voir qu'il y'a deux pentes dans la courbe de la hauteur de barrière en fonction de la température. Cette dernière augmente avec l'augmentation de la température dans la région [80K-250K] puis, elle se stabilise dans la région [280K-350K]. Le facteur d'idéalité diminue avec à l'augmentation de la température. La conduction du courant dans l'interface métal- semiconducteur dépend de la température.

La résistance série R_s joue un rôle important dans la détermination des paramètres électriques des diodes. Elle limite le processus de conduction, en particulier dans les matériaux semi-conducteurs à large bande interdite. R_s est évaluée à partir des données de la courbe I-V en fonction de la température en utilisant la méthode développée par Cheung & Cheung [16].

La figure IV-5 illustre la variation des résistances séries déterminées par la méthode de Cheung et Cheung de la diode Au / GaN / GaAs à différentes températures.

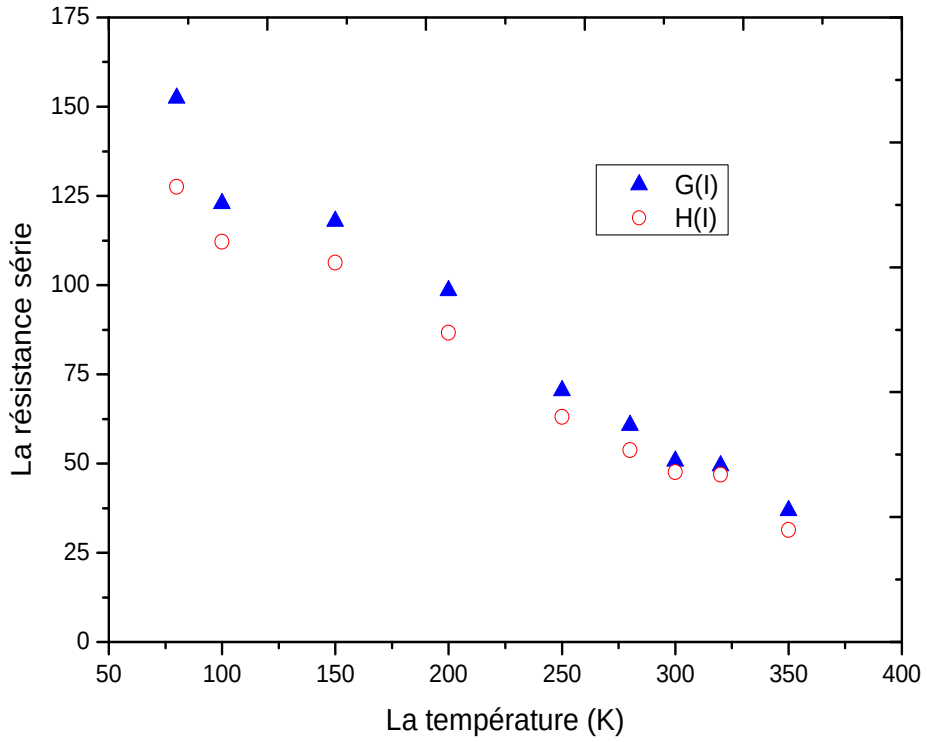


***Figure IV-5** : Les résistances séries déterminées par la méthode de Cheung et Cheung de la diodes Au/GaN/GaAs évaluées à différentes températures*

D'après le tableau IV-2, on observe, que les valeurs de la résistance série R_s déterminées à partir des courbes de G(I) en fonction de (I) et H (I) en fonction de (I) sont comparables les uns avec les autres (152.40 Ω, 127.5 Ω à 80K) et (36.88 Ω, 31.40 Ω à 350 K). Selon la figure IV-5, les deux courbes se superposent. Ces résultats sont confirmés par Dogan & al. [22]. Ces derniers ont étudié la structure (Au/Ni) n-GaN en fonction de la température. Ils trouvent que R_s diminue lorsque la température augmente. Cette diminution est probablement due à l'activation thermique [23-20-21].

IV-2-3 Analyse de la barrière inhomogène:

Dans le but d'expliquer le comportement non idéal des caractéristiques I – V de la diode Au /GaN/GaAs. Ainsi, on étudie l'énergie d'activation conventionnelle ou bien la courbe Richardson de $\ln (I_s/T^2)$ en fonction de q/kT (figure IV-6). Pour

évaluer la hauteur de barrière et la constante de Richardson, nous utilisons équation suivante [24] :

$$\ln\left(\frac{I_S}{T^2}\right)=\ln\left(AA^*\right)-\frac{q\Phi_{bn}}{kT} \qquad \text{(IV-9)}$$

La figure IV-6 montre la variation ln (I_s/T^2) en fonction q/kT à différentes températures.

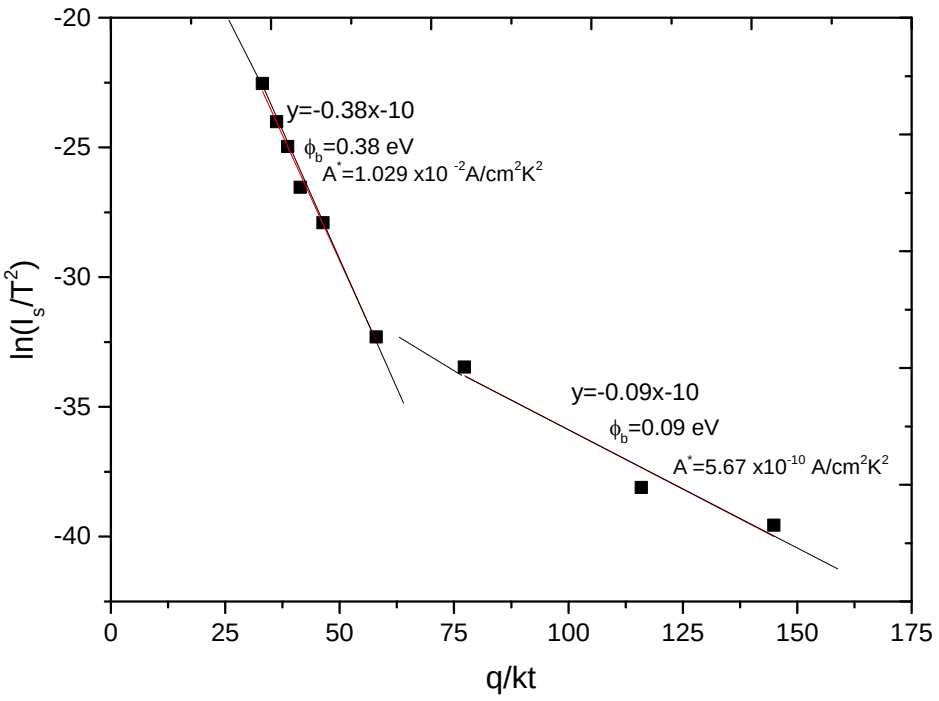


Figure IV-6: *ln (I_s/T^2) en fonction de q/kT à différentes températures***.**

La figure IV-6 montre la variation de ln (I_s/T^2) en fonction q/kT. A partir de cette courbe, nous remarquons qu'il y'a deux régions linéaires. Le comportement de cette courbe peut être attribué aux hauteurs de barrière inhomogènes spéciales et la fluctuation de la barrière de potentielle à l'interface métal/semi-conducteur [25- 26-27-28].

Dans la première région (350 K-200 K), l'interpolation de la courbe ln (I_s/T^2) donne la valeur de la constante de Richardson A^* = 1.029×10^{-2} A/cm^2 K^2. La pente de la même région donne l'énergie d'activation (E_a) = 0.38 eV. Pour la deuxième région

(80-150 K) les valeurs de A^* et E_a sont égales 5.67×10^{-10} $A/cm^{-2}K^{-2}$ et 0.09 eV respectivement. Les valeurs de Richardson obtenues pour les deux régions sont beaucoup plus faibles par rapport à la valeur théorique égale à 8.16 $A/cm^{-2}K^{-2}$ pour le GaAs [3].

Cependant, ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenus par E. Özavcı et al. [29]. Ces derniers ont étudié les caractéristiques courant-tension de la structure Au / n-GaAs dans une large plage de température. Ils trouvent les valeurs de la constante de Richardson dans la première région [220 K-340 K] égale à 3.15×10^{-6} $A/cm^{-2}K^{-2}$. Pour la deuxième région [200 K-80 K], elle est estimée à 5.1×10^{-11} $A/cm^{-2}K^{-2}$. Les auteurs ont exprimé que ces faibles valeurs de la constante de Richardson peuvent être attribuées à l'inhomogénéité latérale de la barrière. Ainsi, la courbe se compose de deux hauteurs de barrière qui correspondent à une faible et une haute barrière (0.006 eV et 0.218 eV). A basse température, les porteurs libres préfèrent passer à travers les barrières les plus basses de la distribution du potentielle. Schmitsdorf et al. [30] ont utilisé l'approche théorique de Tung [31] et ils ont trouvé une corrélation linéaire entre les hauteurs de barrière et les facteurs d'idéalité. La figure IV- 7 présente la variation de la hauteur de barrière en fonction du facteur d'idéalité pour la structure étudiée.

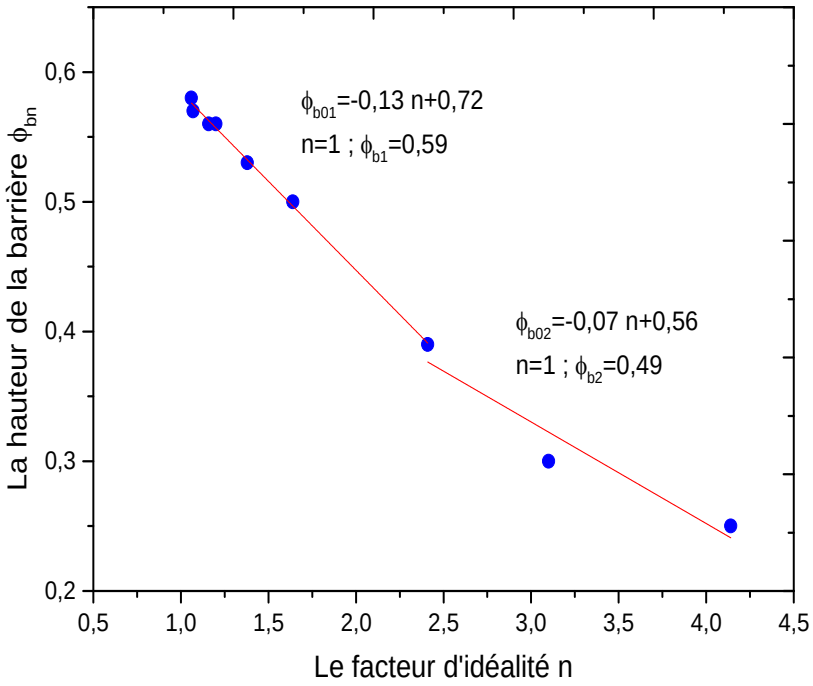


Figure IV- 7: *La variation de la hauteur de barrière en fonction du facteur d'idéalité pour les diodes Au/GaN/GaAs.*

Dans la première région [350-200 K] la détermination des paramètres de la courbe expérimentale de la hauteur de barrière en fonction du facteur d'idéalité lorsque n=1 nous donne Φ_{b1}=0.59eV.

Pour la deuxième région [150-80K], la détermination des paramètres de la courbe expérimentale de la hauteur de barrière en fonction du facteur d'idéalité lorsque n=1 nous donne Φ_{b2}=0.49eV. Ces résultats sont en bon accord avec ceux obtenues par H. Altuntas et al [26]. Dans leurs travaux, ils étudient les caractéristiques courant – tension des diodes Au/ SiO_2/n-GaAs à différentes températures. Ils ont ainsi, obtenu dans la première région [200K-400K] lorsque n=1, Φ_{b1}=0.984eV. Pour la deuxième région [80K-150K] lorsque n=1, Φ_{b2}=0.604eV. Ils ont montré que le transport du courant pour T>150 K est contrôlé par l'émission thermoïnique et pour T < 150 K par le mécanisme d'émission de champ thermoïnique [2-6]. Ces derniers confirment que le transport du courant prédominant n'est pas seulement l'émission thermoïnique dans

leurs diodes. L'existence de deux régions linéaires de la courbe Φ_{bn} en fonction de n pour les structures Au / GaN / GaAs, peut être expliqué par les inhomogénéités latérales des hauteurs de barrière [16-32-33-34-35-27]. La hauteur de barrière est susceptible d'être une fonction de la structure atomique et les inhomogénéités à l'interface M / S.

IV-2-4 La barrière moyenne et la déviation standard:

Nous supposons une distribution Gaussienne des hauteurs de barrière avec une valeur moyenne $\bar{\Phi}_{bn}$ et la déviation standard σ_s peut être écrite sous la formule suivante [36-8] :

$$p(\Phi_{bn}) = \frac{1}{\sigma_s\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\left(\Phi_{bn} - \overline{\Phi_{bn}}\right)^2}{2\sigma_S^2}\right] \qquad \text{(IV-10)}$$

avec :

$\bar{\Phi}_{bn}$: valeur moyenne de la barrière de potentiel.

σ_s : déviation standard de la distribution Gaussienne.

$\frac{1}{\sigma_s\sqrt{2\pi}}$ est la constante de normalisation de la distribution Gaussienne de la hauteur de barrière.

Le courant total dans une diode contenant des inhomogénéités de barrière peut être écrire de la façon suivante [44] :

$$I(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\Phi_{bn}, V) P(\Phi_{bn}) d\Phi \qquad \text{(IV-11)}$$

où I (Φ_{bn}, V) est l'intensité du courant élémentaire de la diode Schottky d'une barrière Φ_{bn} soumise à une tension V.

P (Φ_{bn}) est la probabilité de la distribution gaussienne la diode Schottky. En effectuant cette intégration de $-\infty$ à $+\infty$, on peut obtenir le courant I (V) à travers la diode à une polarisation directe et qui s'exprime par la relation suivante :

$$I(V) = AA^{*}T^{2} \times \exp\left[-\frac{q}{kT}\left(\overline{\Phi}_{bn} - \frac{q\sigma_s^2}{2kT}\right)\right]\exp\left(\frac{qV}{n_{ap}kT}\right)\times\left[1-\exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right] \quad \text{(IV-12)}$$

Où

$$I_S = AA^{*}T^{2}\exp\left(-\frac{q\Phi_{ap}}{kT}\right) \quad \text{(IV-13)}$$

n_{ap} et Φ_{ap} représentent le facteur d'idéalité apparent et la hauteur de barrière apparente respectivement et ils sont exprimés comme suit [25-6] :

$$\Phi_{ap} = \overline{\Phi}_{b0} - \frac{q\sigma_{S0}^2}{2kT} \quad \text{(IV-14)}$$

$$\left(\frac{1}{n_{ap}} - 1\right) = -\rho_2 + \frac{\rho_3 q}{2kT} \quad \text{(IV-15)}$$

Nous supposons que $\overline{\Phi}_{b0}$ et σ_{s0} sont des paramètres gaussiens de la distribution de la hauteur de barrière et ils sont donnés par :

$$\overline{\Phi}_{bn} = \overline{\Phi}_{b0} + \rho_2 V \quad \text{(IV-16)}$$

La dérivation standard est :

$$\sigma_s = \sigma_{s0} + \rho_3 V \quad \text{(IV-17)}$$

Où ρ_2 et ρ_3 sont les coefficients de tension qui peuvent dépendre de la température et quantifiant la déformation de la distribution de la barrière de potentiel lors de l'application d'une tension V. σ_{s0} est la dérivation standard. Dans ce cas on peut dire que σ_{s0} dépend de la température qui est toujours faible [37, 38, 39, 40]. La figure IV-8 représente la variation de la hauteur de barrière apparente Φ_{ap} en fonction de 1/2kT et le facteur d'idéalité apparent (n^{-1}-1) en fonction de 1/2kT pour les diodes Au/GaN/GaAs selon les deux distributions Gaussiennes.

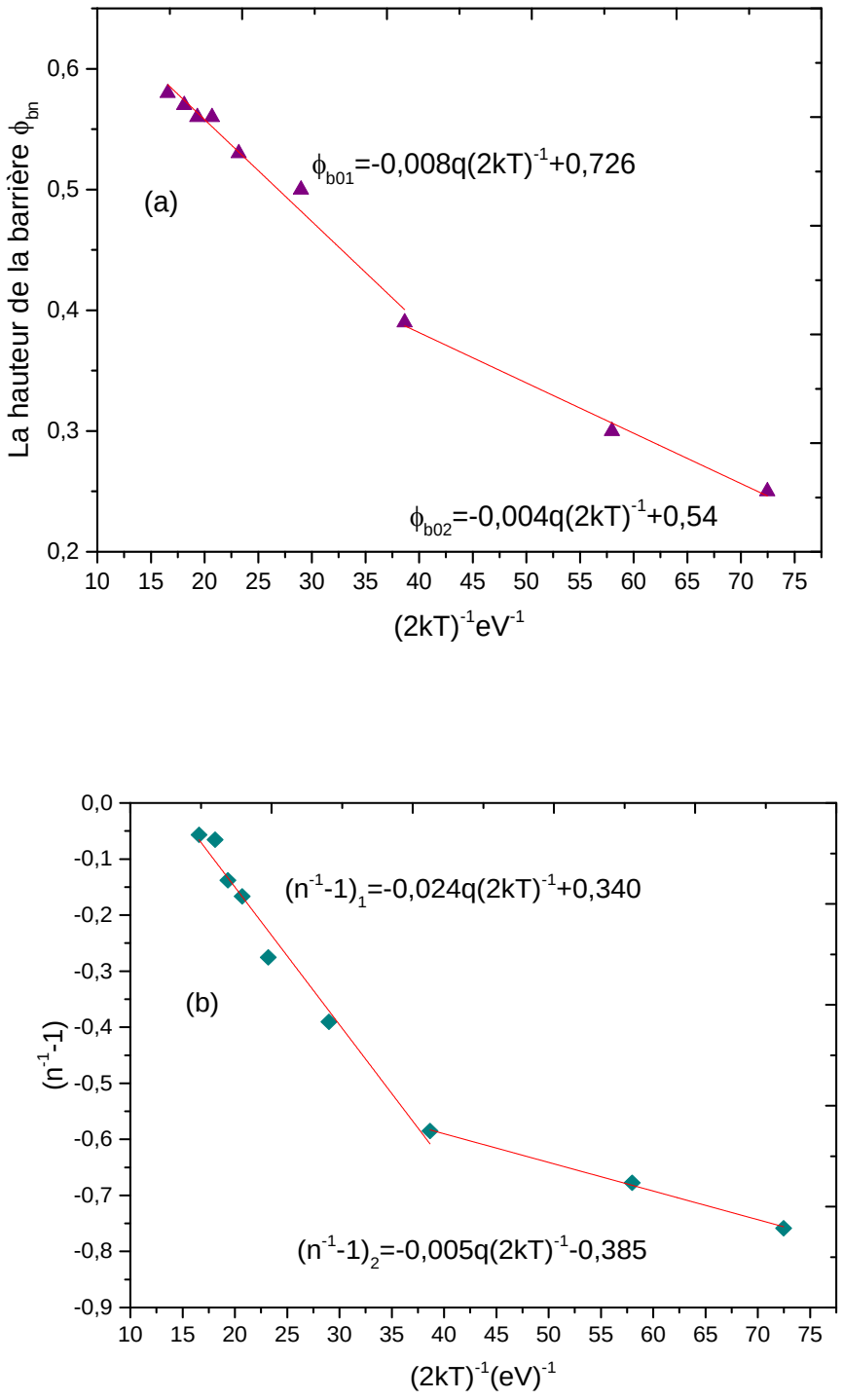


Figure IV-8: *La variation de la hauteur de barrière apparente ϕ_{ap} en fonction de 1/2kT (a) et le facteur d'idéalité apparent (n^{-1}-1) en fonction de 1/2kT (b) pour les diodes Au/GaN/GaAs selon les deux distributions gaussiennes*

La figure IV-8 (a) indique la présence de deux distributions Gaussiennes de la hauteur de barrière a l'interface métal /semi-conducteur. L'intersection de la droite d'interpolation de la première région linéaire de la courbe Φ_{ap} en fonction de 1/2kT avec l'axe (y) permet de déterminer $\bar{\Phi}_{b0}$ = 0.72 eV. La pente de la même région donne la valeur σ_{s0} =0,089 V dans la plage de températures comprise entre 150 et 350 K (la distribution 1). Ces paramètres sont estimés à 0,54 eV et 0,063 V dans la plage de températures allant de 80 à 150 K (la distribution 2).

Comme on peut observer dans la figure IV-8 (a), σ_{s0} la valeur de la distribution 1 est supérieure à celle de la distribution 2. On voit donc que la distribution de hauteur de barrière pour la région 1 est plus grande que la région 2. Récemment, un tel comportement de la double distribution gaussienne a également été rapporté dans la littérature [25-26-38-39]. Ces changements ont été attribués au traitement chimique de la surface du semi-conducteur lors du nettoyage et durant la nitruration [41-32].

De même, comme l'ont également indiqué Chand et Kumar [42], l'existence d'une double distribution gaussienne DG dans les contacts M / S peut être attribuée à la nature des inhomogénéités elles-mêmes. Cela peut impliquer des variations dans la composition de l'interface, la qualité de l'interface, les charges électriques et la non-stœchiométrie des éléments chimiques ect,….

Comme on peut le remarquer dans la figure IV-8 (b), cette dernière devrait également avoir des caractéristiques différentes dans les deux régions de températures, car nos structures contiennent deux distributions de hauteurs de barrière. Le coefficient ρ_2 est déterminé à partir de l'intersection de la droite d'interpolation de la région linéaire de la courbe $(n_{ap}^1 - 1)$ en fonction de 1/2kT. Il est évalué à - 0.340 dans la région (350K-150K) et 0.385 dans la région (150K-80K). Ainsi que le coefficient ρ_3 est obtenu à partir de la pente et il estimé à -0.024 dans la région (350K-150K) et -0.005 dans la région (150K-80K). Le comportement linéaire de cette courbe montre que (n) exprime bien la déformation de la tension de distribution gaussienne des diodes [31-24]. A partir de la figure IV-8 (b), nous observons aussi que la valeur de ρ_3 de la distribution 1 est plus grande que la distribution 2. Par conséquent, nous pouvons dire que dans la distribution 2 à très basses températures le coefficient ρ_3 augmente en raison d'un

changement de phase se produisant lors du refroidissement en dessous d'une certaine température.

IV-2-5 Constante de Richardson modifiée :

L'un des résultats visés par ce travail consiste donc à l'estimation de la constante de Richardson A^* et de la comparer à la valeur théorique (A^* = 8.16 A/cm^{2}K^2). L'expression permettant la détermination de A^* provient de la substitution de l'équation (IV-14) dans l'équation (IV-9), on obtient la relation suivante :

$$\ln\left(\frac{I_s}{T^2}\right)-\left(\frac{q^2\sigma_s^2}{2k^2T^2}\right)=\ln\left(AA^*\right)-\frac{q\overline{\Phi_{bn}}}{kT} \qquad \text{(IV-18)}$$

La figure IV-9 représente la courbe d'énergie d'activation modifiée (ln (I_s /T^2)-qσ^2/2k^{2}T^2) en fonction q/kT pour les diodes Au/GaN/GaAs selon les deux distributions Gaussiennes.

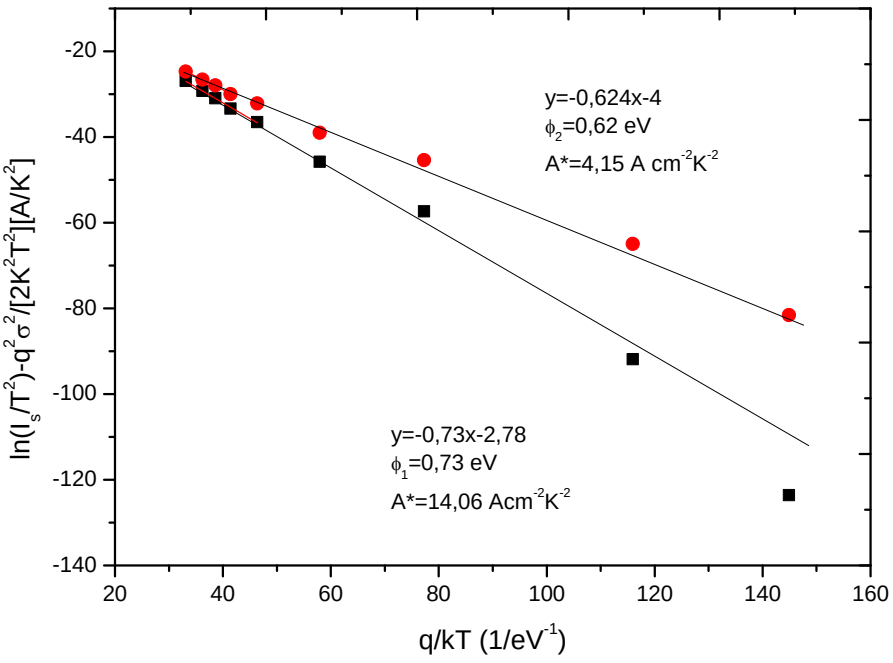


Figure IV-9: *L'énergie d'activation modifiée (ln (I_s /T^2)-qσ^2/2k^{2}T^2) en fonction q/kT pour les diodes Au/GaN/GaAs selon les deux distributions Gaussiennes.*

L'expression ln $(I_s/T^2)-(q^2\sigma_s^2/2k^2T^2)$ est calculée pour les deux valeurs de σ_s, liées aux distributions Gaussiennes de la hauteur de barrière, dans les régions de température de 80-150K et 150-350 K. A partir de la figure IV-9, on remarque qu'il y'a deux droites (deux pentes et deux intersections des droites d'interpolation). A partir de cela, on peut déterminer la hauteur de barrière et la constante de Richardson respectivement. Pour la première région, la hauteur de barrière est égale à = 0.62 eV et la constante de Richardson est égale à = 4.15 $A.cm^{-2}$ K^{-2}. Ainsi, pour la deuxième région, les valeurs de la hauteur de barrière et la constante de Richardson sont respectivement évaluées à 0.73 eV et 14.06 $A.cm^{-2}$ K^{-2}. La valeur moyenne de Richardson est calculée à partir de ces deux valeurs et est égale à 9.01 A.cm $^{-2}K^{-2}$. Cette dernière est très proche de la valeur théorique de 8.16 A. cm $^{-2}K^{-2}$ pour le GaAs [3].

Les résultats obtenus sont en bon accord avec d'autres études réalisées par plusieurs auteurs tels que la méthode d'Altuntas et al. [26]. Ces derniers ont fait une étude détaillée sur la caractéristique courant-tension à différentes températures pour les diodes Au / SiO_2 / n-GaAs). Ils trouvent ainsi, la valeur de 7.08 A. cm $^{-2}K^{-2}$.

H. Tecimer et al. [43] ont étudié les mécanisme**s** de transport du courant en fonction de la température, dans les diodes Schottky Au/ (Zn-doped) PVA/n-GaAs. Ils obtiennent une valeur de 8.14 A. cm $^{-2}K^{-2}$ pour la constante de Richardson.

CONCLUSION :

Dans ce chapitre, nous avons étudié les propriétés électriques des structures Au/GaN/GaAs en utilisant la mesure de la caractéristique courant-tension (I-V-T) à différentes températures.

L'effet de la température sur la caractéristique I-V a été étudié en utilisant la méthode de Cheung et Norde. D'après les résultats trouvés, nous remarquons que le courant de saturation varie proportionnellement avec la température. Nous notons aussi que l'augmentation de la température induit une activation thermique des porteurs de charges et par conséquent une création d'un excès de porteurs libres $\Delta n=\Delta p$, ce qui explique l'augmentation de courant de saturation. Cependant, le facteur d'idéalité est inversement proportionnel à la température. Ce résultat peut être attribué au mécanisme secondaire à l'interface et la distribution latérale inhomogène de la hauteur de barrière. La résistance série présente une valeur élevée pour les basses températures puis elle diminue avec l'augmentation de la température. Elle est ainsi, inversement proportionnelle à la température. Ce phénomène s'explique naturellement par l'effet de l'activation thermique des porteurs lorsque la température augmente et par conséquent l'augmentation de la conductivité.

La hauteur de barrière augmente avec l'augmentation de la température, puisque le transport du courant à travers l'interface métal / semi-conducteur est un processus activé par la température. A des basses températures le courant est formé par les charges qui surpassent les barrières inferieures. Lorsque la température augmente les charges électriques gagnent plus énergie et augmente le nombre de charge passant à la barrière supérieure. Ce comportement entraine une augmentation de la hauteur de barrière. Pour analyser la barrière inhomogène, nous avons tracé la courbe de Richardson $\ln (I_s/T^2)$ en fonction de q/kT. A partir de cette courbe, nous avons extrait les deux paramètres qui sont la constante de Richardson et l'énergie d'activation. Pour la première région (350 K-150K), la valeur de la constante de Richardson A^* est égale à 1.029×10^{-2} A/cm^2 K^2. Pour la deuxième région (80-150 K), elle est égales 5.67×10^{-10} A/cm^{-2}K^{-2}. Ces valeurs sont beaucoup plus faibles par rapport à la valeur théorique. Ceci s'explique par l'inhomogénéité latérale de la barrière. Ainsi, l'énergie d'activation correspond à la haute barrière dans la première région 0.38 eV et à la faible barrière dans la deuxième région 0.09 eV. Ceci peut être

expliqué qu'à basse température, les porteurs libres à travers le contact métal/ semiconducteur préfèrent passer à travers les barrières les plus basses de la distribution de potentielle.

Les paramètres caractéristiques de la diode, tels que le facteur d'idéalité apparent et la hauteur de barrière apparente ont été obtenus à partir des mesures électriques I(V). Nous avons constaté que les valeurs du facteur d'idéalité apparent diminuent tandis que les valeurs de la hauteur de barrière apparente augmentent avec l'augmentation de la température. Les paramètres gaussiens de la distribution de la hauteur de barrière sont estimés à $\overline{\Phi}_{b0}$ = 0.72 eV et σ_{s0} =0,089 V dans la plage de températures comprise entre 150 et 350 K (la distribution 1), 0,54 eV et 0,063 V dans la région de température [80 K- 150 K] (la distribution 2) respectivement. Les valeurs de la distribution 1 sont supérieures à la distribution 2. Ceci peut être expliqué par la présence de la double distribution gaussienne de la hauteur de barrière dans la surface de contact.

Nous avons tracé la courbe de Richardson modifiée ln (I_s/T^2)-$(q^2\sigma_s^2/2k^2T^2)$ pour déterminer les valeurs de la constante de Richardson A^* et la hauteur de barrière. Pour la première région, la hauteur de barrière est égale à Φ_{bn}= 0.62 eV et la constante de Richardson est égale à A^*= 4.15 A.cm^{-2} K^{-2}. Pour la deuxième région, ces valeurs sont égales à 0.73 eV et 14.06 A.cm^{-2} K^{-2}, respectivement. La valeur moyenne de Richardson est égale à 9.01 A.cm $^{-2}$K^{-2} et est proche de la valeur théorique de 8.16 A cm^{-2} K^{-2}, connue pour le GaAs de type n.

Références bibliographiques :

[1] A. Chawanda, W. Mtangi, F. D. Auret, J. Nel, C. Nyamhere, M. Diale

Physica B, 407 (2012) 1574- 1577

[2] S. M. Sze

Physics of semiconductor devices, 2nd edn, John Wiley and Sons, New York, 1981

[3] A. Bengi, S. Altındal, S. Ozçelik, T.S. Mammadov

Physica B, 396 (2007) 22–28.

[4] E. Ozerden, Y. S. Ocak, A. Tombak, T. Kilicoglu, A.Turut

Thin Solid Films, 597 (2015) 14–18.

[5] D. Korucu, S. Duman,

Thin Solid Films, 531(2013) 436-441.

[6] E.H. Rhoderick, R.H. Williams,

Metal–Semiconductor Contacts.2nd ed, Clarendon, Oxford, 1988.

[7] S.K. Cheung, N.W. Cheung,

Appl. Phys. Lett, 49 (1986) 85.

[8] J .H. Werner.

Appl, Phys, 47(1988) 291.

[9] H. Norde,

J. Appl. Phy, 50 (1979) 5052.

[10] W. Gao, P.R. Berger, R.G. Hunsperger, G. Zydzik, W.W. Rhodes, H.M.O'Bryan, A.Y. Cho,

Appl. Phys. Lett. ***66*** *(1995) 3471.*

[11] A. A. M. Farag, I. S. Yahia, M. Fadel,

International journal of hydrogen energy 34 (2009) 4906 - 4913

[12] S. Gupta, D. Patidar, M. Baboo, K. Sharma, N. S. Saxena,

Front. Optoelectron. China 3 (2010) 321–327

[13] D. Korucu, A. Turut, H. Efeoglu,

Physica B: Condensed Matter, 414 (2013) 35-41.

[14] S. Asubay, M. F. Genisel, Y.S. Ocak,

Materials Science in Semiconductor Processing, 28 (2014) 94–97.

[15] I. Shalish, Y .Shapira, S. Member,
IEEE electron devıce letters, 21(2000)12
[16] S. Karatas, S. Altindal, A. Turut, A. Ozmen.
Applied Surface Science, 217(2003) 250 -260.
[17] Raymond T. Tung,
Applıed Physıcs Revıews, 1 (2014) 11304.
[18] Özer M., D.E.Yıldız, Ş.Altındal, M.M.Bülbül,
Solid-State Electronics, 51(2007) 941
[19] R. Padma, V. Rajagopal Reddy
Advanced Materıals Letters, 5(2014) 31.
[20] I. Jyothi, V. Janardhanam, H. Hong, C.J. Choi,
Materials Science in Semiconductor Processing, 39(2015) 390-399.
[21] N. Hamdaoui, R. Ajjel, B. Salem, M. Gendry,
Materials Science in Semiconductor Processing, 26(2014) 431-437.
[22] H. Dogan, S. Elagoz,
Physica E, 63 (2014) 186-192.
[23] S. Chand, J. Kumar,
Appl. Phys. A, 63 (1996) 171.
[24] J.H. Werner, H.H. Güttler,
J. Appl. Phys. 69(1991)1522-1533.
[25] A.F. Ozdemir, A. Turut, A. Kokce,
Semiconductor Science and Technology, 21 (2006) 298–302,
[26] H. Altuntas¸ S. Altındal, H. Shtrikman, S. Özcelik,
Microelectronics Reliability, 49 (2009) 904–911
[27] O. Pakma, N. Serin, T. Serin, S. Altındal,
Journal of Applied Physics, 104 (2008) 14501–14507.
[28] Zs. J. Horvarth,
Solid-State Electronics 39 (1996) 176–178.
[29] E. Özavcı, S. Demirezen, U. Aydemir, S. Altındal,
Sensors and Actuators A, 194 (2013) 259–268.
[30] R.F. Schmitsdorf, T.U. Kampen, W. Mönch,
Surf. Sci., 324 (1995) 249-256.

[31] R. Tung,

Applied Physics Letters, 58 (1991) 2821–2823.

[32] T.U. Kampen, S. Park, D.R.T. Zahn,

Applied Surface Science, 190 (2002) 461–466.

[33] W. Mönch,

J Vac Sci Technol B, 17 (1999) 1867–1876.

[34] S .Karatas, S. Altındal,

Mater Sci Eng B, 122 (2005)133–139.

[35] M. Hudait, S. Krupanidhi,

Solid-State Electron, 44 (2000)1089–1097.

[36] J. H. Werner, H. H. Guttler,

J. Appl. Phys, 73 (1993) 1315.

[37] P.Q. Mantas,

J Eur. Cer. Soc, 19 (1999) 2079.

[38] S. Fiat, _I. Polat, E. Bacaksiz, M. Kompitsas, G. Cankaya,

Curr. Appl. Phys, 13 (2013) 1112–1118.

[39] S. Fiat, G. Cankaya,

Mat. Sci. Semicon. Proc, 15 (2012) 461–466.

[40] Y.P. Song, R.L. Van Meirhaeghe, W.H. Laflere, F. Cardon,

Solid-State Electron, 29 (1986) 633.

[41] A.R.V. Roberts, D.A. Evans,

Applied Physics Letters 8, (2005) 72105–72108.

[42] S. Chand, J. Kumar,

Semiconductor Science and Technology, 11 (1996) 1203–1208.

[43] H. Tecimer, A. Türüt , H. Uslu, Ş. Altındal , İ. Uslu,

Sensors and Actuators: A Physica, 199 (2013) 194-201

[44] M. Siva Pratap Reddy, A. Ashok Kumar, V. Rajagopal Reddy,

Thin Solid Films, 519 (2011) 3844.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Les semiconducteurs III-V ont prouvé depuis de nombreuses années leurs possibilités d'applications en matière de fabrication de composants optoélectroniques, diodes électroluminescences, diodes laser, et détecteurs (capteurs de gaz, cellules solaires …) très performants. L'utilisation de matériaux a grande largeur de bande interdite comme le nitrure de galium (GaN) constitue un axe promoteur pour le développement des systèmes de télécommunications, de transports et des radars mettant en jeu des niveaux de puissance élevés dans le domaine des hyperfréquences.

L'objectif de ce travail est d'étudier les structures à base de nitrures tels que le GaN réalisé sur des substrats de GaAs en vue de réalisation de composants électroniques en particulier l'étude d'hétéro-structures. Ensuite, nous avons présenté la croissance de la couche de GaN par une source à décharge d'azote. Nous avons aussi cité les conditions d'élaboration tels le courant du flux, la température et la durée de nitruration, les épaisseurs des films de nitrures ainsi que l'effet le recuit …ect.

Dans la partie expérimentale, nous avons étudié les différentes caractéristiques de la capacité-tension (C-V) et de la conductance-tension (G -V) à température ambiante pour différentes fréquences (10 KHz, 100 KHz, 500 KHz et 1 MHz) des structures Au/GaAs et Au/GaN/GaAs. Les différents résultats ont montré que les caractéristiques C-V et G-V dépendent fortement de la fréquence, particulièrement pour des fréquences basses. Ce comportement indique la présence d'une distribution continue des états d'interface qui peuvent facilement suivre le signal alternatif à basse fréquence. D'autre part, à hautes fréquences, l'effet de la résistance série sur les mesures C-V et G-V est important, ce phénomène est inversement proportionnel à la fréquence de modulation. Nous avons aussi noté l'apparition d'un pic dans la caractéristique R_s-V des échantillons Au/GaN/GaAs attribués à la présence des pièges à l'interface dans la bande interdite. Cependant, pour le deuxième échantillon Au /GaAs, on observe l'apparition de deux pics à basse fréquence. L'un des pics est causé par la présence de la densité des états d'interface N_{ss} et leur distribution particulière dans la bande interdite des semi-conducteurs. Le deuxième pic est causé par la couche interfaciale native. Pour obtenir des courbes réelles (éliminer l'effet de la résistance série), nous avons utilisé des formules de corrections

(voir chapitre III) pour les différentes fréquences. La résistance série peut être induite par le contact ohmique de la face arrière et la résistance du substrat.

L'exploitation de la caractéristique $C^{-2}(V)$, nous a permis d'estimer la concentration en dopants N_d et la tension de diffusion V_d pour les structures Au/GaN/GaAs et Au/GaAs à différentes fréquences. Les valeurs de la tension de diffusion et la hauteur de barrière augmentent avec la fréquence pour les deux structures. Cependant, les valeurs de la concentration de dopants augmentent pour la structure Au/GaN/GaAs et diminuent pour la structure Au/GaAs lorsque la fréquence augmente.

Enfin, nous avons représenté les courbes de la distribution des états d'interface dans la bande interdite avec et sans résistance série pour nos structures. Nous avons obtenu des valeurs de la densité des états d'interface N_{ss}, avant et après la correction, pour les structures Au/GaN/GaAs supérieures par rapport aux structures Au/GaAs. Cette différence pourrait être due à l'effet de la présence de la couche interfaciale GaN sur GaAs (assez perturbée).

L'effet de la température sur les caractéristiques I(V) a été étudié sur la structure Au/GaN/GaAs. D'après les résultats trouvés, nous pouvons remarquer que le courant de saturation varie proportionnellement à la température. Néanmoins, le facteur d'idéalité est proportionnel à cette dernière. La résistance série présente une valeur plus élevée pour les faibles températures. Puis, elle diminue avec l'augmentation de la température. Ce phénomène s'explique naturellement par l'effet de l'activation thermique des porteurs, lorsque la température augmente et par conséquent l'augmentation de la conductivité.

Pour analyser la barrière inhomogène de ces dispositifs, nous avons tracé la courbe de Richardson $\ln(I_s/T^2)$ en fonction q/kT. A partir de ces mesures, nous avons extrait les deux paramètres qui sont la constante de Richardson et l'énergie d'activation. Pour la première région (350 K-150 K), la valeur de la constante de Richardson A^* est égale à 1.029×10^{-2} A/cm^2 K^2. Pour la deuxième région (80 K-150 K), elle est égale à 5.67×10^{-10} A/cm^{-2}K^{-2}. Ces valeurs sont beaucoup plus faibles par rapport à la valeur théorique donnée dans la littérature. Néanmoins, Ceci peut être affecté par l'inhomogénéité latérale de la barrière de potentielle. Ainsi pour l'énergie d'activation, elle correspond à haute barrière dans la première région 0.38 eV et faible

dans la deuxième région 0.09 eV. Ce résultat peut être expliqué qu'à basse température, les porteurs libres préfèrent passer à travers les barrières les plus basses de la distribution de potentielle. Les paramètres caractéristiques de la diode, tels que le facteur d'idéalité apparent et la hauteur de barrière apparente ont été évalués à partir des mesures électriques I(V). Nous avons constaté que les valeurs du facteur d'idéalité apparent diminuent tandis que les valeurs de la hauteur de barrière apparente augmentent avec l'augmentation de la température.

Ensuite, les paramètres Gaussiens de la distribution de la hauteur de barrière $\overline{\Phi}_{b0}$ σ_{s0} sont évalués à 0.72 eV et 0,089 V dans la plage de températures comprise entre 150 et 350 K (la distribution 1), 0,54 eV et 0,063 V dans la plage de températures allant de 80 K à 150 K (la distribution 2) respectivement. Les valeurs de la distribution 1 sont supérieures à ceux obtenues dans la distribution 2. Ceci peut être confirmé par la présence de la double distribution gaussienne de la hauteur de barrière dans la surface de contact.

Nous avons tracé la courbe de Richardson modifiée $\ln (I_s/T^2)-(q^2\sigma_s^2/2k^2T^2)$ pour déterminer les valeurs de la constante de Richardson A^* et la hauteur de barrière. Pour la première région la hauteur de barrière est égale à Φ_{bn} = 0.62 eV et la constante de Richardson est égale à A^* = 4.15 $A.cm^{-2}$ K^{-2}. Pour la deuxième région les valeurs sont égales à 0.73 eV et 14.06 $A.cm^{-2}$ K^{-2}, respectivement. La valeur moyenne de Richardson est égale à 9.01 $A.cm^{-2}K^{-2}$ et est très proche de la valeur théorique de 8.16 A cm^{-2} K^{-2}, connue pour le GaAs de type n.

En perspective, nous pouvons compléter cette étude en apportant plus d'informations sur le comportement électriques de ces structures, en effectuant les procédures suivantes :

- Des mesures C(V) et G(V) en fonction de la température
- mise au point d'un programme de simulation numérique en 2D des caractéristiques I-V à fin d'étudier l'effet du pourcentage du GaN formé à la surface du GaAs.

ANNEXE A

Annexe A

A-1. Propriétés essentielles du GaAs et du GaN

A-1-1. Propriétés du GaAs :

Le GaAs est un semi-conducteur III-V complexe composé de l'élément de gallium (Ga) de la colonne III et l'élément de l'arsenic (As) de la colonne V du tableau périodique des éléments. Le GaAs a d'abord été créé par la société Goldschmidt en 1929, mais les premières propriétés électroniques de ce semi-conducteur ne furent démontrées qu'en 1952 [1]. Il est composé de deux sous-réseaux, chacun cubique à faces centrées (FCC) et décalé par rapport à l'autre par la moitié de la diagonale du cube. Cette configuration cristalline est connue sous le nom blende de zinc et est représentée dans la figure A-1.

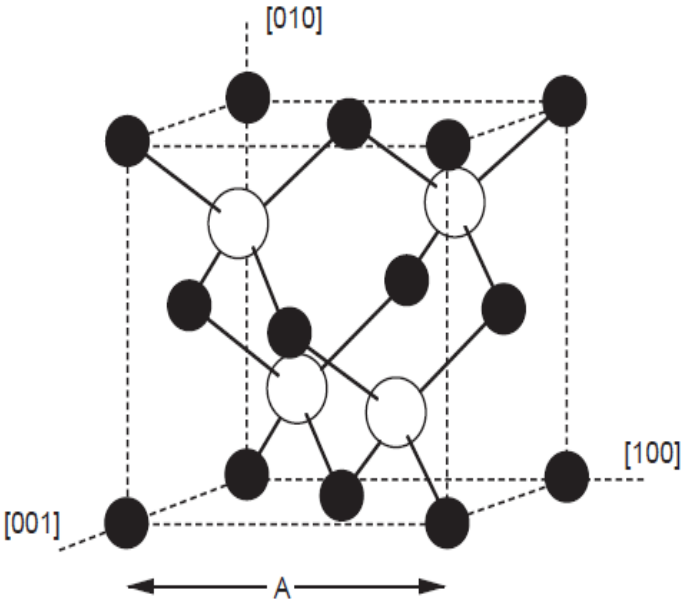


Figure A-1: *Réseau cristallin du GaAs (zinc de blende).*

Le tableau [A-1] dresse une liste de certaines propriétés structurales et électriques du GaAs [2].

Propriété	**Valeur**
Structure cristalline	Zinc blende
Paramètre de maille	5.65 Å
Densité	5.32 g/cm3
Densité atomique	4.5×10^{22} atomes/cm^3
Masse molaire	144.64 g
Coefficient d'expansion thermique	5.8×10^{-6} K^{-1}
Chaleur spécifique	0.327 J/g.K
Constante diélectrique	12.85
Mobilité des électrons (non dopé)	8500 cm^2/V.s
Mobilité des trous (non dopé)	400 cm^2/V.s
Point de fusion	1238 °C

Tableau A-1 : *Propriétés du GaAs à température ambiante (300 K).*

Pour du GaAs non dopé, l'énergie de gap à la température ambiante est de 1.42 eV. L'affinité électronique du GaAs, qχ (énergie nécessaire pour arracher un électron du bas de la bande de conduction jusqu'au niveau du vide) est d'environ 4.07 eV.

A-1-2 Propriétés de nitrure de Gallium :

A-1-2- a Structure cristalline :

Le GaN est considéré comme le matériau dont les caractéristiques sont les plus prometteuses pour les applications de puissance en hyperfréquence. Ces caractéristiques intéressantes sont dues: à sa grande bande d'énergie interdite (gap) lui conférant un champ de claquage élevé ainsi qu'une bonne stabilité thermique et chimique et aussi à sa bonne conductivité thermique, sa haute température de fusion ainsi que l'importante vitesse de saturation des électrons. L'ensemble de ces caractéristiques en fait un candidat de choix pour les applications de Puissance hyperfréquence.

Le nitrure de gallium de la colonne III du tableau périodique de Mendeleïev se présente essentiellement sous trois formes cristallines représentées dans la figure A-2 les structures de type Wurtzite, Zinc blende et NaCl Celle de type Wurtzite est la plus stable thermodynamiquement. Celle de type NaCl est la variété à haute pression de GaN [3]. Mais son apparition ne se fait qu'à des pressions extrêmement élevées et de fait, nous ne l'aborderons pas.

.

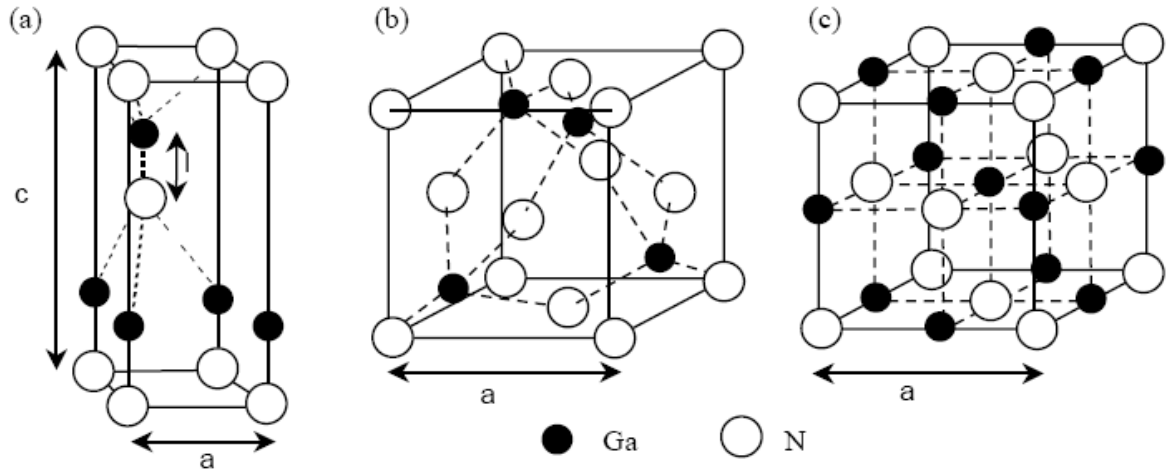


Figure A-2: *Les différentes structures de GaN : (a) wurtzite, (b) Zinc blende et (c) NaCl [3].*

- la structure « Wurtzite » elle est correspond à deux réseaux hexagonaux constitués chacun d'un type d'atomes et décalés de 5/8 de la maille élémentaire suivant l'axe C. cette structure est définit par les paramètre « a, c» correspondant respectivement à la longueur du côté de la base et la hauteur de prisme, un vecteur interne I permet ensuite de caractériser la distance anion-cation selon l'axe *c* .Ce dernier est défini comme étant la longueur de la liaison cation-anion divisée par *c*. Il est égal à 0,375 pour un cristal Wurtzite idéal

- La phase cubique « Zinc-Blende » est obtenue dans des conditions de croissance bien particulières. De surcroit, elle est thermodynamiquement instable, constitués de deux réseaux cubiques faces centrées interpénétrés et décalés d'un quart de la diagonale de la maille soit $\frac{a\sqrt{3}}{4}$, a étant la longueur du cube.
- La phase de type NaCl est composée de deux sous réseaux cubiques faces centrées d'atome d'azote de Gallium, décalés de a/2. La structure de type NaCl est stable à haute pression.

Les paramètres cristallins de ces deux structures sont rapportés dans le tableau A-2.

	Cubique (Zink Blende)	Hexagonal(Wurtzite)
Paramètres de maille	a_{300K}= 4,511Å	a_{300K} = 3,188Å c_{300K} = 5.185Å

.

Tableau A-2: *paramètres cristallins des deux structures du nitrure de gallium.*

Pour le nitrure de gallium, il existe deux arrangements possibles des atomes des de gallium et d'azote lors de la croissance. Dans le cas où le Ga dans la liaison Ga-N est pointé vers la surface, on dit que l'on a une polarité gallium. Dans le cas contraire, on a une polarité azote. Il convient de noter que la polarité d'une couche ne présage pas de la nature des atomes en surface. Par exemple, une couche à polarité gallium peut aussi bien se terminer par des atomes de gallium que par des atomes d'azote en surface [4].

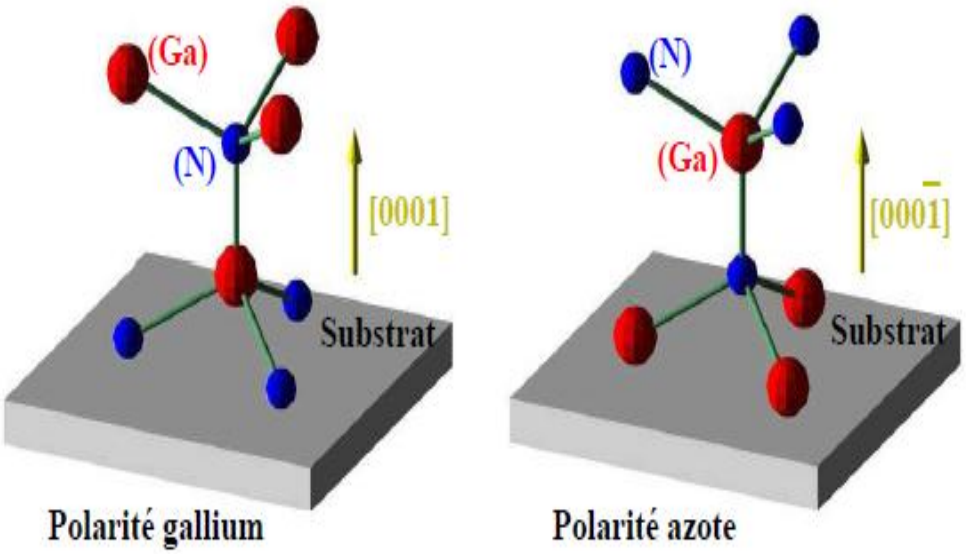


Figure A-3*: Polarisation dans le cas du GaN.*

A-1-3- Les propriétés électroniques du GaAs :

A-1-3- a La largeur de la bande interdite :

La valeur de la bande interdite Eg constitue un paramètre essentiel pour la fabrication de dispositifs. Les premières mesures de la bande interdite de GaN à basse

température, qui datent des années 1970, ont donné des valeurs ~ 3, 5 eV [5-6]. Depuis, le gap des nitrures a été le sujet de nombreuses études [7-8].

A-1-3 - b La mobilité électronique

Une propriété électrique importante dans les semi-conducteurs est la capacité de déplacement des électrons sous l'effet d'un champ électrique, appelée mobilité électronique. La mobilité électronique dépend fortement de la qualité cristallographique du matériau. La mobilité de GaN peut atteindre 1000 $cm^2/V.s$ [9].

A-2 Les différents substrats utilisés pour la croissance du GaN

Le substrat de GaN mono-cristallin massif n'est pas disponible dans le commerce. Ceci est dû à plusieurs contraintes, sa haute température de fusion ainsi que ses fortes pressions de vapeur saturante de ces composés.

Jusqu' à présent, il n'existe pas de substrat adapté à la croissance du GaN, qui soit en bon accord de maille. Cependant, on réalise des couches de GaN sur des substrats comme le saphir ou le GaAs. Dans les conditions ambiantes, les structures thermodynamiquement stables des couches massives du GaN sont de type Wurtzite. Toutefois, des couches fines de GaN de structure blende de zinc ont été stabilisées par croissance sur des substrats cubiques tels que le GaAs. Dans ces conditions, la tendance naturelle du GaN à cristalliser dans la structure wurtzite est dominée par la compatibilité topologique entre le substrat et la couche.

La majorité des couches de GaN élaborées à l'heure actuelle sont déposées sur substrat saphir. Ce substrat présente les avantages d'un coût relativement faible et surtout d'une grande stabilité en température, mais les inconvénients d'être un isolant électrique et thermique. Le substrat le plus utilisé pour la croissance de GaN est l'arsenic de gallium GaAs, malgré le désaccord de maille qui est très important (de l'ordre de 20%) [10-11].

Le tableau [II-3] rassemble les substrats les plus couramment utilisés pour la croissance du GaN, ainsi que les paramètres de maille obtenus pour chaque polytype et le facteur de dilatation entre le GaN et le substrat.

GaN hexagonal			
Matériau	Structure cristalline.	Paramètre de maille (Å)	Coefficient de dilatation thermique ($\Delta a/a$; $\Delta c/c$) ($x10^{-6}\,k^{-1}$)
Saphir (Al_2O_3)	Hexagonale	a=4.758 ; c=12.99	a=7.5 ; c=8.5
6H SiC	Wurtzite	a=3.08 ; c=15.12	a=4.2 ; c=4.68
Si (111) (100)	Cubique	a=5.4301	a=3.59
GaAs (111) (100)	Cubique	a=5.6533	a=6
ZnO	Wurtzite	a=3.250 ; c=5.213	a=8.25 ; c=4.75
AlN (couche tampon)	Wurtzite	a=3.112 ; c=4.982	a = 4.2 ; c =5.3
GaN cubique			
Matériau	Structure cristalline.	Paramètre de maille (Å)	Coefficient de dilatation thermique ($\Delta a/a$; $\Delta c/c$) ($x10^{-6}k^{-1}$)
3 C SiC	Cubique	a=4.36	a ≅5
Si (100)	Cubique	a=5.4301	a =3.59
GaAs (100)	Cubique	a=5.6533	a = 6
M_gO	Cubique	a=4.126	a =10.5

Tableau A-4: *Paramètres de maille et coefficients de dilatation thermique autour de 300°C des substrats les plus employés pour la croissance de GaN [10-11].*

A-3 Procédés de croissance du GaN :

La solution la plus raisonnable économiquement pour la croissance du GaN est l'épitaxie. Nous allons donc aborder quelques techniques de croissance comme la HVPE pour « Hydrid Vapor Phase Epitaxy », la MBE pour « Molecular Beam Epitaxy » et la MOCVD « Metal Organic Chemical Vapor Deposition ».

A-3-a L'épitaxie en phase vapeur aux hydrures (HVPE) :

La technique généralement utilisée pour fabriquer les substrats de GaN destinés à l'homoépitaxie (de GaN) ou certaines couches tampons, est l'HVPE (Hydride Vapor Phase Epitaxy) soit l'épitaxie en phase vapeur aux hydrures. Cette technique, la plus ancienne mise en place [12], fait intervenir de l'ammoniac (NH_3) comme précurseur de l'élément V et pour l'élément III, un chlorure, le GaCl, obtenu par passage du gallium liquide dans de l'acide chlorhydrique. Le GaCl réagit à température ambiante avec l'ammoniac pour former du GaN qui va condenser et se déposer sur l'échantillon porté à 1100°C:

$$GaCl + NH_3 \Rightarrow GaN + HCl + H_2 \qquad \text{(A-1)}$$

A-3-b L'épitaxie par jets moléculaires (MBE)

La croissance par jets moléculaires est une méthode qui consiste à envoyer les éléments constituant le matériau par jets de molécules sur un substrat chauffé entre 450°C et 850°C, en les évaporant (à partir de sources liquides) ou en les sublimant (à partir de sources solides) pour le cas du gallium. Cette technique s'effectue sous un vide très poussé (<10-6 mbar). De la qualité de ce vide dépendra la qualité des films déposés. Les atomes arrivent avec une certaine énergie sur la surface du substrat. Si la température est trop élevée, ils ne vont pas adhérer à la surface (A). Mais pour une température optimisée, ils se fixent dans les lacunes du substrat (B) ou, par nucléation, à d'autres atomes déjà incorporés sur le substrat (C).

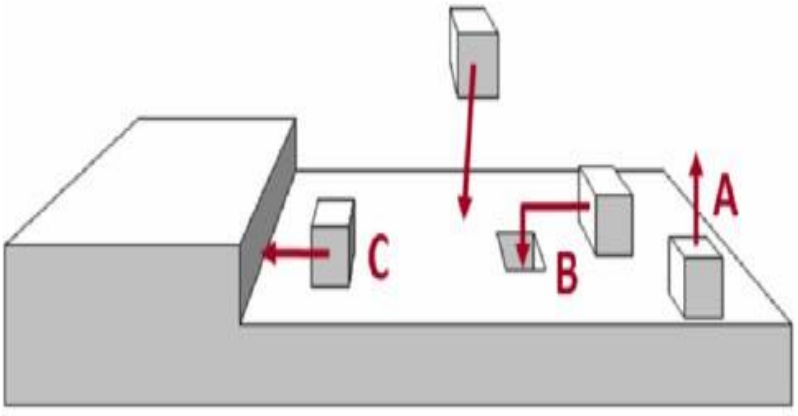


Figure A-4: *Schéma illustrant la croissance épitaxiale [12].*

Le matériau va ainsi croître couche atomique par couche atomique. Ce type de croissance est donc beaucoup plus lent, environ 1μm/h. On va pouvoir ainsi contrôler parfaitement l'épaisseur déposée. Pour cela on utilise généralement une sonde RHEED (Reflexion High Energy Electron Diffraction) installée dans le bâti de dépôt qui va contrôler en temps réel la quantité d'éléments incorporés

Pour le dopage du nitrure de gallium, on utilise aussi des sources solides de magnésium (dopage type p) et de silicium (type n). A ce sujet, nous verrons plus tard que les dopants incorporés lors de la croissance du matériau vont être sources de contraintes à l'origine de défauts dans la couche, pouvant mener à la destruction de ce film. La MBE est reconnue pour donner de bons résultats concernant la croissance des matériaux III-V comme GaAs, InP, GaP. On préférera cependant la MOCVD pour la croissance des nitrures d'éléments III essentiellement pour des raisons de vitesse de croissance.

A-3-c L'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOCVD)

Cette technique, introduite à la fin des années 60 par H. Manasevit, consiste à injecter un composé organique contenant l'atome métallique, du TMGa (Triméthylgallium) ou du TEGa (Triéthylgallium) pour le gallium, puis un gaz vecteur (dihydrogène H_2), pour véhiculer les composés vers le réacteur sur un substrat chauffé à 1000°C. Le TMGa va se décomposer avec le H_2 pour former du gallium (Equation B-2). Puis le gallium va s'associer par pyrolyse avec l'azote, provenant d'une source comme l'ammoniac (NH_3), pour former du GaN qui va se condenser sur le substrat selon l'Equation B-3 :

$$(CH_3)3Ga + \frac{3}{2}H_2 \Rightarrow Ga + 3CH_4 \qquad \text{(A-2)}$$

$$Ga + NH_3 \Rightarrow GaN + \frac{3}{2}H_2 \qquad \text{(A-3)}$$

Il a été mentionné que les composés carbonés obtenus lors de la réaction provenant de l'utilisation des organométalliques, peuvent être une source de contamination en créant des défauts électriquement actifs [12]. En définitive, cette méthode de croissance permet des vitesses de croissance de l'ordre de 30μm/h.

Références bibliographiques :

[1] I-h. Ho, G.B. Stringfellow.

Appl. Phys. Lett, 69 (1996) 2701.

[2] M^{me} Joti née Benyekhlef Souad.

Mémoire de magister, université de Sidi Bel Abbes, 2003.

[3] I. Akasaki, H. Amano,

Properties of group III nitride, J. EDGAR, Datareview series, 11(1994)3-6.

[4] Fabrice Enjalbert

Thèse de doctorat, l'Université Joseph Fourier – Grenoble (2004).

[5] R. Dingle, D. D. Sell, S. E. Stokowski, M. Ilegems

Phys. Rev.4, (1971) 1211.

[6] M. Ilegems, R. Dingle, R. A. Logan

J. Appl. Phys, 43, (1972) 3797.

[7] W. M. Yim, E. J. Stofko, P. J. Zanzucchi, J. I. Pankove, M. Ettenberg, S. L. Gilbert,

J. Appl. Phys. 44, (1973) 292.

[8]V. Yu. Davydov, A. A. Klochikhin, R. P. Seisyan, V. V. Emtsev, S. V. Ivanov, F. Bechstedt, J. Furthmuller, H. Harima, A. V. Murdryi, J. Aderhold, O. Semchinova. J. Graul,

Phys. Stat. Sol, 203 (2002)4.

[9]V. W. L. Chin, T. L. Tansley, and T. Osotchan,

J. Appl. Phys. 75 (1994) 11.

[10] K.M.G. Siegbahn,

Prix Nobel de Physique en 1924. Nobel lectures, Elsevier Publishing Company, Physics (1922-1941)

[11] Y. Ould-Metidji,

Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, Clermont-Fd II, (2002).

[12] Olivier Menard,

Développement de briques technologiques pour la réalisation de diodes Schottky sur nitrure de gallium .thèse doctorat 2010.

ANNEXE B

Annexe B

B-1. Moyens expérimentaux (dispositif expérimental) :

B-1-a. Obtention et contrôle du vide :

Les chambres d'analyse et de préparation sont équipées d'un système de pompage à trois étages qui permet d'obtenir l'ultravide nécessaire à l'analyse des échantillons [1-2]. La figure (B-1) représente les plages d'utilisation des différentes pompes.

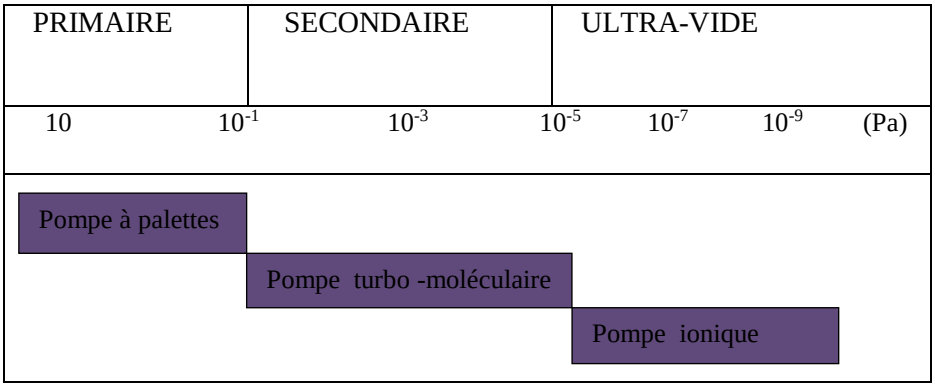


***Figure B-1** : plages d'utilisation des différentes pompes.*

B-1-b Le système de pompage

a) Le pompage primaire :

Le pompage primaire qui permet d'atteindre la pression de 10^{-1} Pa, est réalisé grâce à une pompe à palettes équipée d'un filtre à zéolithes. L'utilisation des zéolithes évite l'éventuelle remontée d'huile en direction de l'enceinte ou de la pompe secondaire. La vitesse de pompage des pompes que nous employons est de l'ordre de 5 m^3/h.

b) Le pompage secondaire :

La seconde étape de pompage est assurée par une pompe turbo-moléculaire directement fixée sur l'enceinte par l'intermédiaire d'une vanne d'isolement. Le vide atteint est alors de 10^{-5} Pa. Cette pompe est constituée d'un rotor qui comporte un ensemble de roues à ailettes tournant à 72000 tours par minute dans un stator

comprenant une succession de couronnes déflectrices. Les molécules gazeuses sont d'abord dirigées vers les couronnes déflectrices puis vers les étages inférieurs ou elles sont évacuées à l'aide de la pompe primaire.

Au cours de pompage secondaire, un système d'étuvage est utilisé pour améliorer le vide dans l'enceinte et déssorber les particules gazeuses collées sur les parois. En effet, quand la pression atteint 10^{-4} Pa, le bâti est chauffé, à l'aide d'une lampe infrarouge située dans la chambre d'analyse à des températures de l'ordre de 100°C à 150°C. Un système de chauffage externe complémentaire, constitué de rubans chauffants équipe tout le bâti. Il permet d'homogénéiser l'étuvage de l'ensemble.

C) Le pompage ionique :

L'ultravide (10^{-6}-10^{-8} Pa) est obtenu à l'aide d'une pompe ionique. Nous utilisons dans la chambre d'analyse, une pompe de marque RIBER (vitesse de pompage de 200 1/s). Le principe de la pompe consiste à ioniser les particules restantes dans l'enceinte. Elles ont ensuite un parcours induit par des champs magnétiques et dont piégées sur des plaques en titane.

B-2 Contrôle du vide :

a) Vide primaire

La mesure de ce vide est effectuée par une jauge à thermocouple. Cette jauge est composée d'un filament métallique qui est chauffé par le passage du courant électrique. La température de ce filament mesurée à l'aide d'un thermocouple dépendra essentiellement de la perte d'énergie due à la conduction thermique du gaz qui l'entoure et par conséquent de la pression de ce gaz. Ce type de jauge permet de mesurer un vide allant de 100 à 10^{-1}Pa.

b) Vide secondaire et ultravide :

Pour mesurer le vide secondaire dans la chambre de dépôt, nous utilisons une jauge à cathode froide, nommée également jauge Penning. Elle est constituée d'une anode située entre deux cathodes et placée dans un champ magnétique. Les électrons émis par la cathode (émission froide) sont dévies de leur trajectoire vers l'anode sous l'effet du champ magnétique appliquée. Ils vont ainsi subir des chocs

ionisants avec les particules gazeuses présents et le courant recueilli est proportionnel à la pression de l'enceinte. La plage de mesure de cette jauge se situe en générale entre 1 et 10^{-4} Pa.

Références bibliographiques :

[1] le vide et ses intervenants,

Guide à l'usage des utilisateurs de techniques du vide. Vide 98, SFV.

[2] A, Richardt, A.M. Durand.

La pratique du vide et des dépôts de couches minces. Edition In Fine, 1995.