

République Algérienne Démocratique Et Populaire

Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique



Université Mouloud MAMMERI Tizi-Ouzou

Faculté de génie électrique et informatique

Département d'électronique

# Mémoire de Fin d'Etudes

Pour l'obtention du diplômede Master académique en Electronique Option : Microélectronique

Thème :

# CARACTERISATION ELECTRIQUE DE DIODE SCHOTTKY A BASE DE L'AlGaAs

Présenté par :

ALIOUANEBrahim GHARNOU Massinissa

Soutenu le 04/07/2018

Devant le Jury composé de :

-M.Said.BELKAID	Professeur	UMMTO	Président
-Dj.HATEM	Maitre de conférences « A »	UMMTO	Examinatrice
-W.FILALI	Docteur	CDTA	Encadreur
-D.HOCINE	Maitre de conférences « A »	UMMTO	Co-encadreur

2017-2018

#### Résumé

L'objectif principal de notre travail est d'étudier les caractéristiques d'une diode Schottky AlGaAs référenciée NU1362 à travers les caractérisations électriques et structurales en utilisant les équipements nécessaires disponibles dans la salle de caractérisation au sein du CDTA.

Une étude approfondie incluant les notions de base sur les semiconducteurs en général et les diodes Schottky en particulier a été présenté dans le but de mieux comprendre leur comportement, fonctionnement ainsi que les phénomènes influençant leurs caractéristiques.

La caractérisation expérimentale des diodes Schottky et l'extraction de leurs paramètres nous ont permis d'étudier l'influence de la température, de la fréquence et de la surface sur leur comportement et caractéristiques électriques I(V) et C(V).

Les expériences et les résultats de caractérisation présentés dans ce mémoire démontrent l'efficacité des mesures I(V) et C(V) et pourront être utilisés comme une base de départ pour optimiser les performances des diodes Schottky.

Mots clé : Diode ; Schottky ; Semi-conducteurs ; caractérisation ; optimisation.

# Remerciements

Nous tenons à remercier toutes les personnes qui nous ont aidés, soutenus et fait de ce mémoire l'expérience enrichissante qu'il a été.

Avant tout nous adressons nos remerciements à toute l'équipe de la division microélectronique au sein de CDTA (Centre de Développement des Technologies Avancé) pour leur accueil et leurs conseils et en particulier **Mr FILALI Walid** notre maître de stage ainsi que **Mr KHADIRI ABDELKRIM** pour leurs temps passés à partager leur expertise avec nous et à nous montrer les rouages du métier d'ingénieur en Microélectronique, Nous les remercions, de nous faire comprendre les principes de la Microélectronique et nous inculquer leurs méthodes et leurs réflexions toujours plus instructives, pour leurs confiance, leurs implication et pour toute les fois ou leur aide a été indispensable à l'accomplissement de nos tâches. Grâce à eux ce stage à été possible.

Nos remerciements les plus sincères à **Mme HOCINE Dalila**, qui nous a toujours poussés à persévérer par sa critique, sa répartie et son exigence. Elle fut d'une aide inestimable durant toute la durée du stage.

Nous tenons aussi à exprimer notre reconnaissance aux membres du jury, pour le précieux temps qu'ils nous ont accordé, en acceptant de corriger et juger ce travail.

Enfin nous remercions nos familles et nos amis qui nous ont relus pendant la rédaction et nous ont encouragés quotidiennement durant cette expérience.

# **Dédicaces**

*Je dédie ce modeste travail à toute ma famille En particulier,* 

A mon cher père A ma chère mère A mon cher frère A mes chères sœurs A mes chers grands parents Ainsi qu'a mes tentes et oncles A mon binôme Brahim et toute sa famille Mes cher(e)s ami(e)s

Massinissa

# Dédicaces

*Je dédie ce modeste travail à toute ma famille En particulier,* 

A mon cher père A ma chère mère A mes chers frères A mes chers grands parents A mon binôme Massinissa et toute sa famille Mes cher(e)s ami(e)s

Brahim

# Table des matières

Résumé	I
Remerciements	II
Dédicaces	III
Table des matières	IV
Liste des figures	V
Liste des tableaux	VI
Liste des acronymes et abréviations	VII

#### Introduction générale

### Chapitre I : Aspects théoriques des semiconducteurs

Introduction	1
I.1.Notions de base sur les matériaux semiconducteurs	1
I.1.1.Semi-conducteurs intrinsèques	2
I.1.2.Semi-conducteurs extrinsèques ou dopés	3
I.1.2.1.Semi-conducteurs de type N	.4
I.1.2.2.Semi-conducteurs de type P	5
I.1.3.Semi-conducteurs à gap « Direct » et « Indirect »	6
I.1.3.1.Semi-conducteurs à gap direct	6
I.1.3.2.Semi-conducteurs à gap indirect	7
I.2.Propriétés électriques des semi-conducteurs	7
I.2.1.Equation de Poisson	.8
I.2.2.Equation de continuité	.8
I.2.3.Mobilité des porteurs	9
I.3.Génération – Recombinaison dans les semi-conducteurs	11
I.3.1.Génération	12
I.3.2.Recombinaison	13
I.3.2.1.Recombinaison directe	13
I.3.2.2.Recombinaison indirect	14
I.3.2.3.Recombinaison Auger	14

	I.3.2.4.Recombinaison de surface	.14
Conclusion.		.15

Chapitre II : Les semi-conducteurs à base des matériaux III-V	
Introduction	16
II.1.Travail de sortie	16
II.1.1.Travail de sortie du métal	16
II.1.2.Travail de sortie du semiconducteur	16
II.2.Affinité électronique	17
II.3.Contacte Métal/Semicoducteur	18
II.3.1.Cas où $\mathcal{Q}_{\rm m} = \mathcal{Q}_{\rm S}$	
II.3.2.Cas où Ø <sub>m</sub> >Ø <sub>S</sub> à l'équilibre	19
II.3.3.Cas où $Ø_m > Ø_S$ sous polarisation	20
II.3.4.Cas où Ø <sub>m</sub> <Ø <sub>S</sub> à l'équilibre	21
II.3.5.Cas où $Ø_m < Ø_S$ sous polarisation	
II.4.Effet de la température sur l'énergie du gap	23
II.5. Caractéristique électrique de la diode Schottky	
II.6.Polarisation de la diode Schottky	25
II.6.1.Polarisation directe	25
II.6.2. Polarisation inverse	
II.7. Les avantages de la diode Schottky	
II.8. L'alliage AlGaAs	
II.8.1. Structure de bandes d'énergie (gap)	
II.8.2. Propriétés électroniques	
Conclusion	
Chapitre III : Caractérisation de la diode Schottky	
Introduction	31

III.1.Technique de fabrication de la diode Schott	ky NU136231

III.2. Techniques de caractérisations	3
III.2.1.Salle de caractérisation du CDTA	3
III.2.2.Caractérisation Structurale3	5
III.2.3.Caractérisation électrique	6
III.2.3.1.Technique I-V (courant-tension)	7
III.2.3.2.Technique C-V (capacité-tension)	9
III.3.Méthodes d'extractions des paramètres de la diode40	0
III.3.1.Méthode classique40	0
III.3.2.Méthode de Cheung4	3
III.3.3.Extraction a partir de capacité-Tension44	4
Conclusion	5
Chapitre IV : Résultats et interprétations	
Introduction4	6
IV.1. Caractéristiques courant-Tension (I-V)	6
IV.1.1.Caractéristique courant - tension en fonction de la surface40	6
IV.1.2.Caractéristique courant - tension en fonction de la température4	7
IV.2. Caractéristiques Capacité-Tension (C-V)	9
IV.2.1.Caractéristique capacité - tension en fonction de la fréquence49	9
IV.2.2.Caractéristique capacité -tension en fonction de la température	0
IV.3. Méthodes d'extraction des paramètres	2
IV.3.1.Courant-Tension en polarisation directe	2
IV.3.1.1.Méthode classique52	2
IV.3.1.1.Méthode Cheung50	6
IV.3.2. Caractéristique courant-tension en polarisation inverse	7
Conclusion	0
Conclusion générale	
BibliographieVII	I
AnnexeIX	~

# Liste des figures :

Figure I.1 : Réseau d'un semiconducteur intrinsèque (Silicium).

Figure I.2 : Réseau d'un semi conducteur extrinsèque (Silicium dopé N).

Figure I.3 : Réseau d'un semiconducteur extrinsèque (Silicium dopé P).

Figure I.4 : Position du niveau Fermi dans les différents types de semi-conducteurs.

Figure I.5 : différent type de gap d'un semi-conducteur a-gap directe, b- gap indirecte.

Figure I.6 : Génération d'une paire électron-trou.

Figure I.7 : Recombinaison d'un électron avec un trou.

Figure I.8 : Types de recombinaison.

Figure II.1 : diagramme des bondes d'énergie d'un métal.

Figure II.2 : Diagrammes de bandes pour un Semi-conducteur de type (n).

Figure II.3 : Contact métal-semiconducteur avec  $Ø_m = Ø_S$ .

Figure II.4 : Contact métal-Semiconducteur (n) avec  $Ø_m > Ø_S$  à l'équilibre thermodynamique.

Figure II.5 : Contact métal-semiconducteur (n) avec  $Ø_m > Ø_S$  sous polarisation.

Figure II.6: Contact métal-semiconducteur (n) avec  $Ø_m < Ø_S$  à l'équilibre thermodynamique.

Figure II.7: Contact métal-semiconducteur(n) avec  $Ø_m < Ø_S$  sous polarisation.

Figure II.8 : Energie du gap en fonction de la température.

Figure II.9 : Caractéristiques des différents types de diodes.

Figure II.10 : Caractéristique courant – tension d'une diode Schottky en polarisation directe.

Figure II.11 : Caractéristique courant – tension d'une diode Schottky en polarisation inverse.

Figure II.12: Structure de bande d'énergie du GaAs et d'AlAs à 300K.

Figure III.1:Diode Schottky NU1362 dopé p par la technique MBE (100).

Figure III.2 : Image réelle de la diode Schottky NU1362 avec différentes surfaces.

Figure III.3:Illustration sur l'échantillon NU1362 avec les différentes surfaces Schottky.

Figure III.4 : Banc de caractérisation DC du CDTA.

Figure III.5 : Suite de banc de caractérisation (CDTA) CASCADE avec son logiciel d'acquisition.

Figure III.6 : Microscope Electronique à Balayage (MEB).

Figure III.7.a: Image globale des différentes Surfaces du NU1362.

Figure III.7.b : Image d'une seule Surface du NU1362.

Figure III.8 : Equipement <DRX> et les phases détectées sur la diode Schottky NU1362.

Figure III.9: les connexions entre les pins et la surface intérieure.

Figure III.10: La polarisation de l'échantillon sous test fixture.

Figure III.11 : Montage expérimental de la technique I-V

Figure III.12: Montage expérimental de la technique C-V.

Figure III.13 : Caractéristique semi logarithmique I-V, de la diode Schottky.

Figure III.14: caractéristique semi-logarithmique I-V pour l'extraction  $I_0$  de la surface de 800 $\mu$ m.

Figure III.15:Caractéristique de dV/dLn(I) par rapport à J. pour 600,1000µm.

Figure III.16: La Caractéristique  $1/C^2$  en fonction de tension pour la diode Schottky pour fréquence 60Khz et 1Mhz.

Figure IV.1 : Caractéristiques courant –tension de la diode Schottky en polarisation directe pour différents diamètres (µm).

Figure IV.2 : Caractéristique courant –tension de la diode Schottky en polarisation inverse pour différentes surfaces (cm<sup>2</sup>).

Figure IV.3 : Caractéristiques courant- tension directe de la diode Schottky en fonction de la température.

Figure IV.4 : Caractéristique courant -tension inverse de la diode Schottky pour différentes températures.

Figure IV.5 : Caractéristiques C-V de la diode Schottky en fonction de fréquence pour la surface de diamètre 400µm.

Figure IV.6 : Caractéristiques C-V de la diode Schottky en fonction de la fréquence pour la surface de diamètre 800µm.

Figure IV.7 : Caractéristique C-V de la diode Schottky en fonction de la température pour la surface de diamètre 700 µm.

Figure IV.8.a: Facteur d'idéalité en fonction de la température

Figure IV.8.b: Facteur d'idéalité en fonction du diamètre.

Figure IV.9 : Courant de saturation I<sub>s</sub> en fonction de la température extrait avec la méthode classique.

Figure IV.10 : Courant de saturation Is en fonction de diamètre à température ambiante extrait avec la méthode classique.

Figure IV.11: La variation de la résistance série  $R_s$  en fonction de la température extraite avec la méthode classique.

Figure IV.12: La hauteur de la barrière  $\Phi_b$  et le facteur d'idéalité n en fonction de la température pour 700 $\mu$ m.

Figure IV.13: La hauteur de la barrière  $\Phi_b$  en fonction du diamètre.

Figure IV.14 : Facteur d'idéalité n en fonction de la température extrait par la méthode de Cheung.

Figure IV.15:La résistance série R<sub>s</sub> en fonction de la température extraite par la méthode de Cheung.

Figure IV.16 : La hauteur de la barrière  $\Phi_b$  en fonction de la température extraite avec la méthode de Cheung et classique.

Figure IV.17 : La hauteur de la barrière  $\Phi_b$  en fonction du diamètre pour la polarisation directe et inverse.

Figure IV.18:La hauteur de la barrière  $\Phi_b$  en fonction de la température extraite en polarisation directe et inverse.

# Liste des tableaux

Tableau I-1: Extrait de classification périodique des éléments.

Tableau I.2: Mobilité des porteurs de charge pour déférents semi-conducteurs.

Tableau II.1: travaux de sortie de quelques métaux.

Tableau II.2: travail de sortie de quelques semiconducteurs.

Tableau II.3: L'affinité électronique de quelques semiconducteurs.

Tableau II.4: Paramètres de Eg pour le Silicium, le Germanium et l'arséniure de Galium.

Tableau II.5: Propriétés cristallines et électroniques des matériaux GaAs et

Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As.

Tableau IV.1 : Les paramètres de l'échantillon de la diode NU1362.

Tableau IV.2 : Résultats des méthodes d'extraction en fonction de la température.

Tableau IV-3 : Résultats des méthodes d'extraction en fonction du diamètre.

# Liste des acronymes et abréviations

- p Dopage de type accepteur (densité des trous).
- n Dopage de type donneur (densité des électrons).
- n<sub>i</sub> Densité de porteurs libres intrinsèques (cm<sup>-3</sup>)
- q Charge électrique élémentaire  $(1.6 \times 10^{-19})$ .
- $E_0$  Permittivité absolue du vide (8.85×10<sup>-14</sup> F/cm).
- E<sub>r</sub> Permittivité relative du matériau (F.m<sup>-1</sup>)
- $\mu_n$  Mobilité des électrons (cm<sup>2</sup>/Vs).
- $\mu_p$  Mobilité des trous (cm<sup>2</sup>/Vs).
- Z Le nombre atomique.
- T Température (k).
- V La tension (v).
- W Largeur de la zone de charge d'espace (cm).
- $N_a$  Densité de dopants accepteurs ionisés dans un matériau P (cm<sup>-3</sup>).
- N<sub>d</sub> Densité de dopants donneurs ionisés dans un matériau N (cm<sup>-3</sup>).
- G<sub>n</sub> Taux de génération des électrons.
- G<sub>P</sub> Taux de génération des trous.
- R<sub>n</sub> Taux de recombinaison des électrons.
- R<sub>p</sub> Taux de recombinaison des trous.
- J<sub>n</sub> Densité du courant des électrons.
- J<sub>p</sub> Densité du courant des trous.
- e Charge électrique élémentaire  $(1.6 \times 10^{-19} \text{c})$ .
- D<sub>n</sub> Coefficient de diffusion des électrons.
- D<sub>p</sub> Coefficient de diffusion des trous.
- K Constante de Boltzmann ( $8,85 \times 10^{-5} \text{ eV/K}$ ).
- I Courant électrique (A).
- $\Psi$  Potentiel électrostatique(v).
- $\boldsymbol{\varrho}$  Densité de volumique (cm<sup>-3</sup>).
- $\phi_0$  Potentiel interne.
- Nc la densité effective d'états des électrons dans la bande de conduction.
- Nv la densité effective d'états des trous dans la bande de valence.
- E<sub>F</sub> énergie du niveau de Fermi.

- Ef<sub>i</sub> énergie du niveau de Fermi intrinsèque.
- Ev niveau d'énergie de la bande de valence.
- $e\Phi_m$  travail de sortie de métal.
- $e\Phi_{sc}$  Travail de sortie du semi-conducteur.
- MS Métal semiconducteur.
- E**χ** l'finité électronique.
- Ec niveau d'énergie de la bande de conduction.
- Eg énergie de bande interdite.
- Al Aluminum.
- Ga Galium.
- As Arsenic.
- Cd Cadmium.
- Te Tellure.
- Si Silicium.
- B Bore.

•

P Phosphore.

#### Introduction générale

Dans le cadre de la soutenance de notre Master en électronique option Microélectronique, on a suivi un stage pratique au sein du CDTA d'Alger (Centre de Développement des Technologies Avancées) pour acquérir de nouvelles connaissances et enrichir notre formation. Ce stage nous a permis de consolider nos pré requis dans le domaine de l'électronique et nous a offert la possibilité de découvrir les aspects supplémentaires de la caractérisation.

Les systèmes d'électronique de puissance ont grandement bénéficié du progrès révolutionnaire des composants de puissance en silicium (Si). Actuellement la quasitotalité des applications d'électronique de puissance utilise des composants en Si. Les applications d'électronique de puissance fonctionnant à haute température, haute tension et forte puissance sont de plus en plus croissantes. C'est pour cela le besoin d'un autre matériau qui répond à ces exigences est indispensable.

Dans la fabrication des diodes, l'étude de leurs propriétés électriques est très importante pour la détermination de leurs effets sur les caractéristiques de ces composants. L'analyse des caractéristiques des diodes Schottky à température ambiante ne donne pas des informations détaillées sur leur processus de conduction ou de la nature de la formation de la barrière M/S. La dépendance en température des caractéristiques I-V et C-V nous permettent de mieux comprendre les différents aspects des mécanismes de conduction, et d'évaluer les principaux paramètres qui caractérisent la diode Schottky tels que le facteur d'idéalité, la hauteur de la barrière, la résistance série et le courant de saturation.

L'objectif général de ce travail de mémoire est d'améliorer les connaissances sur les propriétés d'une nouvelle famille de diodes Schottky à base d'AlGaAs à travers leur caractérisation électrique et structurale.

Notre travail consiste donc à caractériser les diodes Schottky et d'analyser leurs propriétés électriques en fonction de la température, de la fréquence et de la surface.

Pour ce faire, ce mémoire est divisé en quatre chapitres :

Le premier chapitre présente les notions de base sur les semiconducteurs et leurs propriétés physiques et électriques.

Le deuxième chapitre présente les concepts essentiels pour la compréhension de la physique de la structure métal/semiconducteur en expliquant l'utilité des matériaux III-V qui composent ces dispositifs.

Le troisième chapitre sera dédié aux techniques et dispositifs expérimentaux utilisés au cours de ce travail pour les caractérisations électriques et structurales des diodes Schottky à base d'AlGaAs après une description détaillée de leur technique de fabrication. Les méthodes d'extraction des paramètres électriques de la diode Schottky AlGaAs NU1362 seront également décrites.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons les résultats de caractérisations structurale et électrique des diodes Schottky. Nous étudions, en premier lieu, l'impact de la température et de la surface sur leurs caractéristiques courant – tension. Nous présentons, en second lieu, l'évolution des caractéristiques capacité-tension en fonction de la fréquence et de la température.

Nous effectuons également une étude comparative entre les résultats obtenus par les deux méthodes d'extraction.

Nous terminons par une conclusion générale et des perspectives.

# Chapitre I Aspects théoriques des semiconducteurs

#### Introduction

A travers ce chapitre, nous allons aborder les semi-conducteurs par une approche compréhensive. Cette partie permettra de comprendre et d'appréhender les notions de base concernant les semi-conducteurs et leurs propriétés.

Nous nous étalerons sur les principes fondamentaux et les propriétés électriques des matériaux semi-conducteurs, en nous penchant sur certaines équations régissant leur comportement.

#### I.1. Notions de base sur les matériaux semiconducteurs

Les semi-conducteurs sont des matériaux ayant des conductivités entre celles des métaux et des isolants. Il existe deux classements généraux de semi-conducteurs : les semiconducteurs simples ou élémentaires qui se trouvent dans le groupe IV du tableau de classification périodique, et les semiconducteurs composés dont la plupart sont formés à partir des combinaisons spéciales des éléments du groupe III avec ceux du groupe V comme l'Arséniure de gallium GaAs.

La Figure 1.1montre une partie du tableau périodique où les semiconducteurs les plus communs sont donnés. On trouve aussi les semiconducteurs qui peuvent également être formés à partir de combinaisons des éléments du groupe II avec ceux du groupe VI comme le Tellurure de Cadmium CdTe.

Les matériaux élémentaires, c'est-à-dire, ceux qui sont composés d'une seule espèce d'atomes, sont le silicium et le germanium. Le silicium est de loin, le semiconducteur le plus couramment utilisé dans les circuits intégrés et l'accent en sera mis dans une grande mesure [1].

		III	IV	$\mathbf{V}$	VI	VII
		В	С	N	0	F
Ι	II	Al	Si	Р	S	Ci
Cu	Zn	Ga	Ge	AS	Se	Br
Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	Ι
Au	Hg	Ti	Pb	Pb	Ро	At
Ì	<b>†</b>	<u> </u>				

Tableau I.1 : Extrait de classification périodique des éléments [2].

On distingue deux types de semiconducteurs, intrinsèque et extrinsèque. Les semiconducteurs intrinsèques sont complètement purs, par contre les semiconducteurs extrinsèques sont dopés en introduisant des atomes d'impuretés dans la structure cristalline des matériaux intrinsèques.

#### I.1.1.Semiconducteurs intrinsèques

Un semiconducteur est dit intrinsèque lorsque le cristal n'est pas pollué (volontairement ou non) par des impuretés pouvant changer la concentration en porteurs libre.

Pour une température différente de 0 K, des électrons peuvent devenir "libres" c'est-à-dire passer de la bande de valence à la bande de conduction, où leur concentration est notée n. Ces électrons laissent des trous dans la BV avec une concentration notée p (Figure 1.2).



Figure I.1: Réseau d'un semi-conducteur intrinsèque (Silicium).

Ces porteurs de charge sont libres de se déplacer avec plus d'égalité entre les concentrations n et p. Pour ce cas particulier, on définit une concentration intrinsèque  $n_i$  égale aux concentrations n et p (n = p =  $n_i$ ) pour laquelle on montrera les expressions suivantes : [3]

$$n = N_C \exp\left[\frac{Ef - Ec}{KT}\right] \tag{I-1}$$

$$p = N_V exp\left[\frac{Ev - Ef}{KT}\right] \tag{I-2}$$

$$n_i = (N_c. N_V)^{\frac{1}{2}} \exp\left[-\frac{Eg}{2KT}\right]$$
(I-3)

Où les concentrations sont par unité de volume (/cm<sup>3</sup>).

*K* : est la constante de Boltzmann (8,85×10<sup>-5</sup> eV/K).

N<sub>c</sub>: la densité effective d'états des électrons dans la bande de conduction.

N<sub>v</sub> : la densité effective d'états des trous dans la bande de valence.

T: Température en Kelvin.

E<sub>F</sub>: Energie du niveau de Fermi.

#### Position du niveau de Fermi dans un semiconducteur intrinsèque

Pour déterminer la position du niveau de Fermi intrinsèque, on utilise les concentrations des électrons et des trous en écrivant n= p,

$$N_c e^{-\frac{(Ec-Efi)}{KT}} = N_v e^{\frac{(Ev-Efi)}{KT}}$$
(I-4)

On développe l'équation (I-4), on obtient :

$$E_{Fi} = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{1}{2}kT \ln\left(\frac{N_V}{N_C}\right)$$
(I-5)

 $kTln\left(\frac{Nv}{Nc}\right)$ , sachant que : (N<sub>v</sub> = N<sub>c</sub> donc le ln 1 =0) est négligeable devant $\frac{Ec+Ev}{2}$ . En prenant comme référence énergétique, le haut de la bande de valence (E<sub>v</sub> = 0 eV), le niveau de Fermi se situe au milieu de la bande interdite à la température ambiante [4].

$$E_{Fi} \approx \frac{E_C + E_V}{2} \tag{I-6}$$

#### I.1.2.Semiconducteurs extrinsèques ou dopés

L'introduction de certaines impuretés dans un matériau semiconducteur permet d'y modifier le nombre de porteurs libres, de choisir le type de conduction (par électrons ou par trous) et de contrôler la conductivité [3]. On distingue qu'il existe deux type de semiconducteurs extrinsèques :

#### I.1.2.1.Semiconducteurs de type N

Considérons un semiconducteur dopé avec une densité de donneurs supérieure à la densité d'accepteurs,  $N_d > N_a$ . Il en résulte n > p. On dit alors que le semi-conducteur est de type n. Les électrons sont appelés porteurs majoritaires et les trous sont les porteurs minoritaires. Le dopage se fait par des impuretés pentavalentes de densité  $N_D$ . [6.1].

En prenant l'exemple du silicium (Si) : Lorsqu'on introduit un atome pentavalent (5 électrons de valence) comme le phosphore **P**, dans son réseau cristallin. L'atome de phosphore remplace un atome de silicium et établit des liaisons avec les 4 atomes voisins. L'atome de silicium est stable et le 5<sup>ème</sup> électron reste faiblement lié à l'atome. A la température ambiante, cet électron est libéré et passe dans la bande de conduction laissant derrière lui un atome de phosphore ionisé positivement ( $P^+$ ). Le phosphore est appelé atome donneur [4].



Figure I.2 : Réseau d'un semi-conducteur extrinsèque (Silicium dopé N).

#### • Position du niveau de Fermi dans un semiconducteur de type N

La position du niveau de Fermi extrinsèque pour un dopage fort se détermine à partir de la concentration des électrons, on a :

$$N_{\rm D} = N_{\rm C} e^{\left(\frac{E_{\rm FN} - E_{\rm C}}{\kappa_{\rm T}}\right)} \Longrightarrow E_{FN} = E_{\rm C} + KT \ln \frac{N_{\rm D}}{N_{\rm C}}$$
(I-7)

Le niveau de Fermi extrinsèque type N se situe juste en dessous de la BC (Figure 1.5) [4].

#### I.1.2.2.Semiconducteurs de type P

Il s'agit d'un semi-conducteur dont la concentration en trous est largement supérieure à la concentration en électrons. Le dopage se fait par des impuretés trivalentes ( $N_A$ ).

On introduit un atome trivalent (3 électrons de valence) comme le bore (B) dans le réseau du silicium. L'atome du bore substitue un atome de silicium qui a 4 liaisons avec les atomes voisins alors que le bore n'a que trois électrons, donc il capte un électron d'un atome voisin et crie un trou dans la bande de valence. Ces impuretés ionisées négativement sont appelées **atome accepteurs** de concentration  $N_A$ . [4]



Figure I.3 : Réseau d'un semi-conducteur extrinsèque (Silicium dopé P).

#### • Position du niveau de Fermi dans un semiconducteur de type P

La position du niveau de Fermi extrinsèque de type p est exprimé à partir de la concentration des trous, on a : [4]

$$N_{A} = N_{V} e^{\left(\frac{E_{V} - E_{FP}}{KT}\right)} \Longrightarrow E_{FP} = E_{V} + KT \ln \frac{N_{V}}{N_{A}}$$
(I-8)



Figure I.4 : Position du niveau Fermi dans les différents types de semi-conducteurs. [1]

#### I.1.3. Semiconducteurs à gap direct et indirect

Les semi-conducteurs sont caractérisés par un écart en énergie entre la bande de conduction et la bande de valence appelée bande interdite ou gap. Plus cet écart est important, plus le matériau est isolant. Ce gap correspond à l'énergie nécessaire au système pour faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction. L'apport énergétique nécessaire à la transition est le plus souvent fourni par un photon ou par une excitation électrique. [7]

On distingue qu'il existe deux type de gap "direct" et "indirect".

#### I.1.3.1.Semiconducteurs à gap direct

Les composés III-V possèdent en général un gap dit "direct" car le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont situés au même point k de la zone de Brillouin (Figure I.5 a). Un gap direct favorise les phénomènes de recombinaisons de porteurs par émission des photons et sont donc des matériaux intéressants pour l'optoélectronique.

La largeur de cette bande directe varie en fonction de la composition des alliages et aussi de la température.

#### I.1.3.2.Semiconducteurs à gap indirect

Lorsque la bande de valence et la bande de conduction ont différents vecteurs d'onde k, (voir figure I.5 b), le semi-conducteur possède une bande interdite indirecte. Les électrons dans la bande de conduction ne vont pas se déplacer rapidement à l'énergie minimale de la bande de conduction. Les trous également ne vont pas se déplacer rapidement à l'énergie maximale de la bande de valence. Cela a des conséquences sur la durée de vie des porteurs minoritaires et les propriétés optiques des semi-conducteurs. [7]



*Figure I.5: différents types de gap d'un semi-conducteur : a)gap direct, b) gap indirect.* [7]

#### I.2. Propriétés électriques des semi-conducteurs

Des années de recherche dans la physique des dispositifs à semi-conducteur ont eu comme résultat l'établissement d'un modèle mathématique qui s'applique à tous les dispositifs. Ce modèle consiste en un ensemble d'équations fondamentales qui lient le potentiel électrostatique et les densités de porteurs. Ces équations, qui sont résolues à l'intérieur de tous les simulateurs de dispositifs, ont été dérivées à partir des lois de Maxwell et ont consisté en l'équation de Poisson et les équations de continuité. [1]

#### I.2.1.L'équation de poisson

Toute charge d'espace  $\rho(x,y,z)$  est accompagnée d'un champ électrique donné par la loi de Poisson :

$$divE = \frac{\rho(x, y, z)}{\varepsilon}$$
(I-9)

Où  $\varepsilon$  est le constant diélectrique du semi-conducteur. Le champ électrique est d'autre part relié au potentiel par la relation E= –grad V ce qui donne en explicitant le champ E :

$$\Delta V = -\frac{\rho(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})}{\varepsilon}$$
(I-10)

C'est l'équation de Laplace, dont l'intégration permet de calculer la variation du potentiel dans un semi-conducteur à partir de la charge d'espace. La charge d'espace est calculée en tenant compte de toutes les charges qui existent en un point du semi-conducteur, c'est-à-dire d'une part des charges mobiles que sont les électrons et les trous, et d'autre part des charges fixes qui peuvent être localisées sur des donneurs ou accepteurs ionisés ou sur des centres profonds. En l'absence de centres profonds ionisés, cette charge d'espace est donnée par : [6.2]

$$\rho = e \left( N_d^+ - N_a^- + p - n \right)$$
 (I-11)

À la température ambiante, tous les donneurs et accepteurs sont ionisés de sorte que la charge d'espace s'écrit simplement :

$$\rho = e \left( N_d - N_a + p - n \right) \tag{I-12}$$

#### I.2.2.Équations de continuité des porteurs de charges

Les équations de continuité pour les électrons et les trous sont définies par les relations suivantes:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \operatorname{div} J_n + G_n - R_n \tag{I-13}$$

$$\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} = -\frac{1}{q} \operatorname{div} J_p + G_p - R_p \tag{I-14}$$

Où n et p sont respectivement les concentrations d'électrons et de trous,  $J_n$  et  $J_p$  sont les densités de courants d'électrons et de trous respectivement,  $G_n$  et  $G_p$  sont les taux de génération pour les électrons et les trous,  $R_n$  et  $R_p$  sont les taux de recombinaison pour les électrons et les trous, et q est la charge de l'électron.[5]

#### I.2.3. Mobilité des porteurs

Dans le transport parallèle à l'intérieur d'une hétérostructure, l'amélioration des performances par rapport au matériau massif est incontestablement liée à la mobilité. Cette mobilité est calculée en moyennant le temps de relaxation du moment des électrons, sur l'ensemble des différents processus de diffusion [6.3].

Lorsqu'un champ électron  $\xi$  est appliqué à un semi-conducteur, chaque porteur subit une force électrostatique  $F = \pm q\xi$  (+ pour les trous et – pour les électrons) et une force de frottement de type visqueux ( $-f_r v_d$ ) qui décrit l'effet des collusions. Son accélération  $\gamma$ s'écrit (force = masse × accélération) :

$$\gamma = \frac{dv_d}{d_t} = \pm \frac{q}{m^*} \xi - \frac{f_r}{m^*} v_d = \pm \frac{q}{m^*} \xi - \frac{v_d}{\tau_r}$$
(I-15)

Où m<sup>\*</sup> est la masse du porteur,  $V_d$  sa vitesse d'entrainement (ou "de dérive") et  $Fr = \frac{m^*}{\tau_r}$  traduit les frottements de type visqueux.

En régime permanent y = 0 d'où :

$$\nu_d = \pm \frac{q\tau_r}{m^*} \xi = \mu \xi \tag{I-16}$$

Ce qui permit d'exprimer la vitesse d'entrainement des électrons :

$$v_{dn} = -\frac{q\tau_r}{m_n}\xi = \mu_n\xi \tag{I-17}$$

Et celle des trous :

$$v_{dp} = \frac{q\tau_r}{m_p}\xi = \mu_p\xi \tag{I-18}$$

La mobilité  $\mu$  des porteurs est définie comme le coefficient de proportionnalité entre la vitesse et le champ électrique, ce qui donne pour les électrons et les trous :

$$\mu_n = -\frac{q\tau_r}{m_n} < 0 \tag{I-19}$$

$$\mu_p = \frac{q\tau_r}{m_p} > 0 \tag{I-20}$$

On obtient donc une mobilité négative pour les électrons. De nombreux ouvrages préfèrent considérer la mobilité en valeur absolue et écrivent donc :

$$v_{dn} = -|\mu_n| \xi \tag{I-21}$$

La mobilité des porteurs est constante tant que le champ électrique est faible. Ce qui signifie que la vitesse des électrons et des trous reste proportionnelle au champ électrique. Mais cette proportionnalité disparait lorsque le champ électrique devient trop important. [3]

A T = 300 K, les mobilités dans les semiconducteurs les plus utilisés sont les suivantes (Tableau I.2) :

Symboles et formules	Définitions					
$\mu_n = -q\tau_n/m_n$	$\tau_n$ : temps de relax	ation de l'électron				
$\mu_p = q \tau_p / m_p$	$\tau_p$ : temps de relax	ation du trou				
	q : charge de l'éle	ctron = $1,6 \times 10^{-19}$	°C			
$\mathbf{j} = q(p\mathbf{u}_p + n\mathbf{\mu}_n) \mathbf{E}$	j : densité du courant de conduction					
	p : densité de trous					
	n : densité d'électrons					
$\gamma = q(p\mu_p + n\mu_n)$	γ : conductivité du semi-conducteur					
mobilité	Ge Si AsGa					
μ <sub>n</sub>	0,38 m/s 0,12 m/s 0,90 m/s					
$\mu_p$	0,19 m/s	0,05 m/s	0,05 m/s			

 Tableau I.2: Mobilité des porteurs de charge pour déférents semi-conducteurs. [8]

#### I.3.Génération-recombinaison dans les semi-conducteurs

On caractérise la création de porteurs dans le semi-conducteur par un paramètre qui mesure le nombre de porteurs créés par unité de volume et unité de temps, **g'** (cm<sup>-3</sup> s<sup>-1</sup>). On caractérise la recombinaison des porteurs par un paramètre qui mesure le nombre de porteurs qui disparaissent par unité de volume et unité de temps, **r'** (cm<sup>-3</sup> s<sup>-1</sup>).

Le paramètre g' résulte de la contribution de deux types de génération de porteurs. Il existe d'une part les générations spontanées dues à l'agitation thermique, que l'on caractérisera par un paramètre  $g_{th}$  que nous appellerons taux de génération thermique. Il existe, d'autre part, les générations résultant de l'excitation du semiconducteur par une source extérieure. Ces générations peuvent résulter d'une excitation optique, d'une irradiation par des particules, d'un champ électrique intense, d'une injection électrique...Ce type de génération sera caractérisé par un paramètre g, qui est spécifique au processus mis en jeu.

Le paramètre r' est fonction des processus qui régissent dans le semi-conducteur la recombinaison des porteurs excédentaires. C'est un paramètre qui est propre au matériau.

La variation du nombre de porteurs par unité de volume et unité de temps, due aux processus de génération-recombinaison, s'écrit :

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_{gr} = \mathbf{g}' - \mathbf{r}' = \mathbf{g} + \mathbf{g}_{\rm th} - \mathbf{r}' \tag{I-22}$$

Parmi les trois paramètres **g**, **g**<sub>th</sub> et **r'**, le premier est fonction de l'excitation éventuelle du matériau, les deux autres sont spécifiques du matériau à une température donnée. On groupe ces derniers dans un même terme qui représente leur différence en posant  $\mathbf{r} = \mathbf{r'} - \mathbf{g}_{th}$ , r représente donc le bilan entre les recombinaisons et les générations thermiques.

On écrira donc la variation du nombre de porteurs par unité de volume et unité de temps, résultant des phénomènes de génération-recombinaison, sous la forme :

$$\left(\frac{\mathrm{dn}}{\mathrm{dt}}\right)_{\mathrm{gr}} = \mathrm{g} - \mathrm{r} \tag{I-23}$$

11

g et r sont respectivement appelés taux de génération et taux de recombinaison des porteurs. [5]

#### I.3.1.Génération

Les électrons et les trous sont produits par des procédés qui peuvent fournir au moins l'énergie minimum de génération  $\varepsilon G$  d'une paire électron-trou. Cela comprend l'ionisation par impact, dans lequel un électron (ou un trou) avec une énergie cinétique suffisante frappe un électron lié (dans la bande de valence) hors de son état lié et le favorise à un état dans la bande de conduction, en créant ainsi un électron et un trou. Le même processus peut se faire pour exciter un électron de la bande de valence à la bande de conduction avec une vibration du réseau fournissant l'énergie, ou par absorption d'un photon (Figure I.6).

En présence d'impuretés fournissant des états d'énergies dans le gap d'énergie, l'excitation peut se dérouler en plusieurs étapes et l'énergie générée Eg peut être fournie en portions plus petites par des phonons ou même des photons. [9]



Figure I.6 : Génération d'une paire électron-trou.

#### I.3.2.Recombinaison

Comme mentionné précédemment, il y a des électrons dans la bande de conduction et trous dans la bande de valence d'un semi-conducteur, tant que la température est au-dessus de zéro Kelvin. Un électron dans la bande de conduction est libre de se déplacer dans le cristal. Il peut aussi "sauter" dans un "siège vacant" dans le covalent réseau de liaison (Figure I.7). Ce "siège vacant" n'est, bien sûr, rien d'autre qu'un trou. En faisant cela, l'électron libère de l'énergie. Ce phénomène dans lequel un électron libre et un trou libre disparaissent est appelé un événement de recombinaison [10].



Figure I.7 : Recombinaison d'un électron avec un trou.

#### I.3.2.1. Recombinaison directe :

La recombinaison directe est quand un électron dans la bande de conduction se combine avec un trou dans la bande de valence, sans variation d'énergie cinétique de l'électron. Ce type de recombinaison se produit dans les matériaux directs tels que le GaAs. Étant donné qu'aucune quantité de mouvement n'est nécessaire le taux de recombinaison est le plus élevé. La durée de vie d'un porteur est l'inverse de son taux de recombinaison, par conséquent, cette durée de vie est très courte. [11]

#### I.3.2.2. Recombinaison indirecte

La recombinaison assistée par piège se produit lorsqu'un électron tombe dans un «piège», ou un niveau d'énergie au sein de la bande interdite résultant d'un défaut structural ou impureté. Une fois que le piège est rempli, il ne peut accepter un autre électron. Les électrons occupant le piège, dans un deuxième temps, s'installent dans des états de la bande de valence vides, complétant ainsi le processus de recombinaison. On peut envisager ce processus comme une transition en deux étapes d'un électron de la bande de conduction à la bande de valence ou l'anéantissement de l'électron et le trou, qui se rencontrent dans le piège. [12]

#### I.3.2.3. Recombinaison Auger

Nous avons une recombinaison de type Auger, lorsque l'énergie de l'électron qui se recombine dans la bande de valence est transférée sous forme d'énergie cinétique à un autre électron libre. L'énergie transférée est libérée ensuite sous forme de phonons. Ce mécanisme est prédominant pour les régions fortement dopées [12]. Cette recombinaison nécessite trois particules: au moins un trou et un électron et la troisième peut être un trou ou un électron. Ce type de recombinaison est similaire à la recombinaison de bande à bande, mais la troisième particule reçoit l'énergie à partir de la recombinaison. [13]

#### I.3.2.4. Recombinaison de surface

Recombinaison au niveau des surfaces et des interfaces peuvent avoir un impact significatif sur le comportement des dispositifs semi-conducteurs. C'est parce que les surfaces et interfaces contiennent généralement un grand nombre de centres de recombinaison en raison de l'interruption soudaine du cristal semi-conducteur, ce qui laisse un grand nombre d'États électriquement actives. En outre, les surfaces et les interfaces sont plus susceptibles de contenir des impuretés car elles sont exposées pendant le processus de fabrication du dispositif. [12]



Figure I.8 : Types de recombinaison [13].

#### Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté des notions de base sur les semiconducteurs, leurs structures de bandes d'énergie et leurs propriétés de transport. Nous avons alors expliqué leurs propriétés électriques en donnant les équations de poisson et de continuité.

Nous avons étudié également les semiconducteurs hors équilibre thermodynamique en détaillant les mécanismes de génération et de recombinaison.

Ce chapitre nous a permis de faire le tour des principes fondamentaux des semiconducteurs, il nous servira de base théorique pour pouvoir approfondir notre étude sur les points essentiels de ce mémoire.

# Chapitre II Les semi-conducteurs à base des matériaux III-V

#### Introduction

Depuis les premiers travaux en 1970 de L. Esaki et R. Tsu sur les couches minces semi-conductrices (*GaAs,AlAs*) et grâce à l'évolution de la nanotechnologie, la recherche fondamentale sur les propriétés de ces semi-conducteurs et leurs applications dans les hétérostructures semi-conductrices *III-V* a bien avancé [14].

Dans ce chapitre, nous exposons les notions fondamentales essentielles à la compréhension de la physique des hétérostructures de type *AlGaAs/GaAs*, ainsi que leurs propriétés électroniques.

#### II.1. Travail de sortie

#### II.1.1. Travail de sortie du métal

Le travail de sortie du métal e $Ø_m$  est défini comme l'énergie minimale qu'il faut fournir à un électron situé au niveau de Fermi pour l'arracher du métal et l'amener au niveau du vide Nv. Le travail de sortie d'un métal est donc : [15]

$$e \emptyset_m = N_V - E_{FM} \tag{II-1}$$

On note que eØ<sub>m</sub>: est une constante physique du métal considéré. (Voir figure II.1)



Figure II.1: diagramme des bondes d'énergie d'un métal

Le travail de sortie des métaux peut varier de 2 eV à 6 eV. Toutefois, les métaux les plus utilisables dans la fabrication des composants électroniques ont une gamme

beaucoup plus restreinte qui s'étende de 4,3 eV à 5,7 eV. Dans le tableau suivant nous donnons quelques valeurs du travail de sortie de certains métaux. [15]

Métal	Cr	Fe	Ni	Al	Ag	Au	Cu	pt
qØ <sub>M</sub> (eV)	4.6	4.4	4.4	4.3	4.3	4.8	4.4	5.3

Tableau II.1: Travaux de sortie de quelques métaux [15].

#### II.1.2. Travail de sortie du semi-conducteur

Le travail de sortie  $eØ_{SC}$  dans les semi-conducteurs et les isolants est défini de la même manière. C'est l'énergie minimale qu'il faut fournir à un électron situé au niveau de Fermi pour l'arracher du semiconducteur et l'amener au niveau du vide Nv (Tableau II.2). Le travail de sortie du semi-conducteur est donc :

$$e\emptyset_{SC} = N_V - E_{FSC}$$
(II-2)

Cependant la position du niveau de Fermi dépend du dopage. (Voir figure II.2)



Figure II.2 : Diagrammes de bandes pour un Semi-conducteur de type (n).

Semiconducteur	Si	Ge	GaP	InP	CdTe	GaAs
eØ <sub>SC</sub> (eV)	5.13	4.49	6.55	5.65	5.72	5.50

Tableau II.2 : travail de sortie de quelques semiconducteurs.

#### II.2Affinité électronique

On définit l'affinité électronique comme l'énergie qu'il faut fournir à un électron situé dans le bas de la bande de conduction pour l'amener au niveau du vide [16].

$$e\chi_{SC} = Nv - Ec \tag{II-3}$$

Cette grandeur physique est une constante du semi-conducteur. Le tableau suivant donnant l'affinité électronique de quelques semi-conducteurs. [16]

Semiconducteur	Si	Ge	GaP	InP	CdTe	GaAs
$e\boldsymbol{\chi}_{sc}$ (eV)	4.01	4.13	4.30	4.38	4.22	4.07

#### Tableau II.3: L'affinité électronique de quelques semiconducteurs.

#### II.3.Contact métal/ semi-conducteur

On considère un métal initialement placé suffisamment loin d'un matériau semiconducteur dopé N. On appelle  $eØ_m$  l'énergie nécessaire pour arracher un électron du métal, du haut du niveau défini par la distribution de Fermi, pour le placer dans le vide sans énergie cinétique. On appelle de même  $eØ_s$  l'énergie nécessaire pour arracher un électron du niveau de Fermi à l'influence de son atome dans le semiconducteur. On appelle q $\chi_{SC}$  l'énergie nécessaire pour arracher un électron du semi-conducteur, du bas de la bande de conduction à l'influence de son atome dans le semiconducteur. Si on représente le niveau d'énergie pour les électrons, on va considérer trois cas: [14]

#### **II.3.1.**Cas où $Ø_m = Ø_S$

Dans ce cas, les niveaux de vide étant identiques quand les deux matériaux sont séparés, il en est de même pour les niveaux de Fermi (Figure II.3). Une barrière d'énergie s'établit à l'interface métal/semiconducteur et aucun échange d'électrons ne se fait entre les matériaux puisque le niveau de Fermi n'a pas été modifié (système en régime de bandes plates) [14].


*Figure II.3*: Contact métal-semiconducteur avec  $Ø_m = Ø_S$ 

#### II.3.2.Cas où Ø<sub>m</sub>>Ø<sub>S</sub> à l'équilibre

Le travail de sortie du métal est supérieur à celui du semi-conducteur. Pour égaliser les niveaux de Fermi lors de la mise en contact des deux matériaux, il faut baisser le niveau de Fermi du semiconducteur par rapport à celui du métal. Pour ce faire, des électrons quittent le semiconducteur pour le métal. Si le semiconducteur est dopé N, une zone de charge d'espace se crée dans le semiconducteur avec des ions fixes positifs et la bande de conduction s'éloigne du niveau de Fermi dans cette zone puisqu'il y a moins de porteurs. La courbure des bandes est alors orientée vers le haut (Figure II.4). Dans le métal, il y a une accumulation d'électrons à l'interface. Les densités d'état dans le métal est de l'ordre de  $10^{22}$ cm<sup>-3</sup> alors que les densités de donneurs sont de l'ordre de  $10^{16}$  cm<sup>-3</sup> à  $10^{18}$  cm<sup>-3</sup> dans le semi-conducteur. Les charges occupent donc davantage d'espace dans le semiconducteur, alors qu'elles sont bien concentrées en surface dans le métal. A ces deux zones chargées, on va pouvoir associer une tension de diffusion Vo qui va équilibrer les forces de diffusion et conduire à un état d'équilibre. La bande de conduction s'éloigne du niveau de Fermi au voisinage de la jonction, ce qui indique un déficit en électrons dans cette zone par rapport au reste du semiconducteur [14].



**Figure II.4**: Contact métal-Semiconducteur (n) avec  $Ø_m > Ø_S$  à l'équilibre thermodynamique [14].

# II.3.3.Cas où $Ø_m > Ø_S$ sous polarisation

Si on polarise positivement le métal par rapport au semiconducteur, on va décaler le niveau des bandes d'énergie du semiconducteur vers le haut. La courbure dans le semiconducteur, à la jonction va s'atténuer. La barrière énergétique du semiconducteur vers le métal diminue, alors qu'elle reste inchangée en sens inverse. Des électrons du semiconducteur vont diffuser plus facilement vers le métal. Un courant positif apparaît orienté du métal vers le semiconducteur. C'est une configuration de diode polarisée en direct, Quand V sera égal à Vo, on se retrouve dans le régime de bandes plates [14].

Si on polarise positivement le semiconducteur par rapport au métal, on va décaler le niveau des bandes d'énergie du semiconducteur vers le bas. On augmente la barrière qui s'oppose à la diffusion des électrons vers le métal. C'est une configuration de diode polarisée en inverse.

Donc, quand  $Ø_m > Ø_S$ , avec un semiconducteur dopé N, la structure a le comportement d'une diode appelée diode Schottky (Figure II.5) [14].



*Figure II.5* : Contact métal-semiconducteur (n) avec  $Ø_m > Ø_S$  sous polarisation [14].

#### II.3.4.Cas où Ø<sub>m</sub><Ø<sub>S</sub> à l'équilibre

En égalisant les niveaux de Fermi et en conservant l'affinité électronique au voisinage de la jonction, on constate que le niveau énergétique pour les électrons est plus faible du côté du semiconducteur au voisinage de la jonction. Des électrons vont donc diffuser du métal vers le semiconducteur. Il apparaît donc un déficit d'électrons du côté du métal localisé à la surface et une accumulation d'électrons un peu plus étalée dans le semiconducteur, mais beaucoup moins que si on était en régime de déplétion (Figure II.6). On a donc une zone de charge d'espace positive dans le métal et négative dans le semi-conducteur. La différence avec le cas précédent, c'est que la zone de charges d'espace dans le semi-conducteur correspond à un régime d'accumulation et non de déplétion.

Il n'y a plus de zone isolante à la jonction et la tension va se distribuer sur toute la zone semiconductrice qui comporte de nombreux porteurs libres [14].



*Figure II.6*: Contact métal-semiconducteur (n) avec  $Ø_m < Ø_S a$  l'équilibre thermodynamique.

# II.3.5.Cas où $Ø_m < Ø_S$ sous polarisation

Quand on polarise la structure, la polarisation va se distribuer dans tout le semiconducteur qui est beaucoup plus résistif que le métal. Le comportement du semiconducteur est résistif. La jonction a un comportement ohmique (Figure II.7). Un électron qui arrive à l'interface passe librement du métal au semiconducteur ou inversement. En effet, il n'y a plus de zone isolante à l'interface et la tension appliquée n'est plus localisée dans une zone de déplétion, mais répartie dans toute la zone semiconductrice. On aura donc dans cette zone un champ électrique, orienté du métal vers le semiconducteur si V est négative et du semiconducteur vers le métal si V est positive.[14]



**Figure II.7**: Contact métal-semiconducteur(n) avec  $Ø_m < Ø_s$  sous polarisation [14].

#### II.4.Effet de la température sur l'énergie du gap

Considérons le cas d'un semi-conducteur intrinsèque. L'énergie du gap  $E_g$  représente en fait la séparation minimum d'énergie entre la bande de conduction et la bande de valence :

$$Eg = Ec - Ev$$
 (II-4)

Eg dépend fortement de la température. En effet cette énergie est le résultat de deux effets: soit un changement en volume due à la variation de température, soit à une dispersion d'électrons qui dépend aussi de la variation de cette température, faisant varier le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction. L'énergie du gap dépend de la température selon la loi ci-dessous énoncé par Thurmond (1975) et qui s'exprime par [18] :

$$E_{g} = E_{g0} - \frac{\alpha T^{2}}{T + \beta}$$
(II-5)

Où Eg<sub>0</sub> représente l'énergie du gap à (T= $0^{\circ}$ K).

Le tableau II.4 regroupe les paramètres du modèle:

 $Eg_0$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  de Thurmond pour le Silicium Si, le germanium Ge et l'arséniure de gallium GaAs.

Semiconducteur	Eg (0°K) (eV)	$\alpha(eV/^{\circ}K^{-1})$	β (°K)
Si	1.170	4.730 x 10 <sup>-4</sup>	636
Ge	0.7437	4.774 x 10 <sup>-4</sup>	235
GaAs	1.519	5.405 x 10 <sup>-4</sup>	204

**Tableau II.4** : Paramètres de Eg pour le Silicium, le Germanium et l'arséniure deGalium [18].

L'expression permettant d'évaluer la variation de l'énergie de gap Eg avec la température est donnée par l'expression suivante [18]:

$$E_{g}(T) = \left(1.16 - 0.000702 \cdot \frac{T^{2}}{T + 1108}\right) [eV]$$
(II-6)

Où T est la température en Kelvin. La figure (II.8) présente les résultats de simulation de la variation du gap avec la température allant de 100 à 400 K.



Figure II.8 : Energie du gap en fonction de la température.

Nous pouvons remarquer que cette énergie du gap Eg diminue avec l'augmentation de la température. En effet à haute température, les liens interatomiques sont affaiblis, et quand on a des liens plus faibles, on a nécessairement besoin que d'une énergie faible pour casser ces liaisons et obtenir un électron dans la bande de conduction. De ce fait, en augmentant la température, la largeur de la bande interdite diminue, les porteurs de charge ont plus de facilité d'acquérir une énergie thermique supérieure à l'énergie du gap leur permettant de franchir la bande interdite et passer de la bande de valence à la bande de conduction.[18]

# II.5. Caractéristique électrique de la diode Schottky

La jonction d'une diode de Schottky est constituée d'un métal et d'un semiconducteur. L'électron est le porteur majoritaire dans les deux matériaux (le nombre de trous dans le métal est négligeable). C'est cette particularité qui est responsable des caractéristiques exceptionnelles de la diode de Schottky (Figure II.9) [20].



Figure II.9 : Caractéristiques des différents types de diodes

La largeur de la zone de charge d'espace de la diode Schottky non polarisée est donnée par :

$$w = \left(\sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_D}V_b}\right) \tag{II-7}$$

# II.6.Polarisation de la diode Schottky

# **II.6.1.**Polarisation directe

Quand on polarise la jonction sous une tension directe  $V_j$ , elle implique la réduction de la hauteur de la barrière qui devient ( $V_b$ - $V_j$ ) entraînant une diminution de l'épaisseur W:

$$w' = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q N_D} (V_b - V_j)}$$
(II-8)

 $V_b$  est remplacée par ( $V_b$ - $V_j$ ). De nombreux électrons de la région N et de trous de la région P peuvent alors franchir cette barrière de potentiel et, se présentant alors dans un "milieu hostile", ils sont recombinés. Cette recombinaison consomme près de la région de déplétion W des trous dans la région P (des électrons dans la région N). Pour rétablir l'équilibre, les trous de la région neutre P se mettent en mouvement vers la zone où se produit la recombinaison (déficit en trous). Les électrons de la région neutre N sont soumis à un phénomène analogue [21].

Comme les porteurs majoritaires continuent à partir de la région N vers la région P, ils deviennent minoritaires où ils diffusent et éventuellement se recombinent avec les trous majoritaires. De même, les trous en permanence générés dans la région P seront disponibles à se recombiner avec les électrons traversant la barrière de potentiel. Une partie du courant étant produite est due à la saturation ( $I_S$ ) et une partie est due à la diffusion ( $I_D$ ).

Toutefois, dans l'état de polarisation direct le courant de diffusion est beaucoup plus grand que le courant de saturation voir l'équation (II-9) en raison de la diminution de la région de déplétion. La figure (II.10) montre la caractéristique courant – tension (I-V) d'une diode Schottky dans l'état de polarisation directe.

 $I_{Total} = I_{S} + I_{D} \approx I_{D}$ 



*Figure II.10 :* Caractéristique courant – tension d'une diode Schottky en polarisation directe

(II-9)

#### **II.6.2.** Polarisation inverse

Si on polarise la jonction en sens inverse, la hauteur de barrière de potentiel entre les régions P et N est renforcée par la tension extérieure inverse appliquée ( $V_{inv}$ ) et devient ( $V_b+V_{inv}$ ). Le champ électrique dans la région de charge d'espace augmente ainsi que son épaisseur W (dans l'équation (II.7),  $V_b$  devient  $V_b+V_{inv}$ ). Les porteurs majoritaires des régions N et P n'ont pas l'énergie nécessaire pour sauter cette barrière de potentiel. La jonction est alors traversée par un très faible courant de saturation  $I_s$ . [21]

En cas de polarisation inverse, la probabilité qu'un électron aura suffisamment d'énergie pour surmonter la barrière de potentiel est très faible et la jonction va agir comme un isolant, en ne permettant pas au courant de circuler. Avec la croissance de la région de déplétion, le courant de diffusion ( $I_D$ ) est très faible et le courant total dans le système est approximativement égal au courant de saturation ( $I_S$ ) comme le montre l'équation suivante :

$$I_{\text{Total}} = I_{\text{S}} + I_{\text{D}} \approx I_{\text{S}} \tag{II-10}$$



Figure II.11 : Caractéristique courant – tension d'une diode Schottky en polarisation inverse

# II.7. Les avantages de la diode Schottky

- La faible capacité de jonction permet d'utiliser ce type de diode dans les applications à très hautes fréquences (RF).
- La diode de Schottky peut opérer jusqu'à des fréquences de l'ordre de 20GHz.
- Le potentiel de jonction, pour un courant donné, est plus faible que celui des diodes conventionnelles et le temps de rétablissement est très court (10 ns) même pour des forts courants.
- ➢ Faible facteur de bruit.
- Faible dissipation d'énergie.

# II.8. L'alliage AlGaAs

L'alliage  $Al_x Ga_{1-x}As$ est une solution solide de GaAs et de AlAs. Tout paramètre physique relatif à cet alliage peut être obtenu par combinaison des paramètres correspondants au GaAs et à l'AlAs. Les deux matériaux ont la même structure cristalline. Les paramètres physiques de ces deux matériaux sont voisins et se rejoignent pour une température de 900°C environ [17].

#### II.8.1. Structure de bandes d'énergie (gap)

Le composé GaAs possède une bande interdite directe. La transition d'énergie minimale entre ses deux bandes peut avoir lieu sans changement de vecteur d'onde, ce qui permet l'absorption et l'émission de lumière de façon beaucoup plus efficace que dans les matériaux à gap indirect comme l'AlAs, figure (II.12) [17].



Figure II.12: Structure de bande d'énergie du GaAs et d'AlAs à 300K.[17].

# II.8.2. Propriétés électroniques

Dans le tableau (II.5), on peut résumer les paramètres cristallins et électriques des matériaux GaAs et  $Al_x Ga_{1-x}As$ ; ceux de ce dernier sont donnés en fonction de la fraction molaire x [17].

Paramètres	GaAs	AlGaAs	
Constante de maille a (A°)	5.6533	5.6533+0.0078x	
Densité (g.cm <sup>-3</sup> )	5.360	5.36-1.6x	
Coefficient de dilatation thermique $\beta_{th}(10^{-3})$	6.4	6.4-1.2x	
°C)			
Constante diélectrique $\varepsilon_r$	13.18	13.18-3.12x	
Largeur de la bande interdite Eg (eV)	1.424	1.424+1.247x (	0≤x≤0.45
		$1.900+0.125x+0.143x^2$ (	).45 <x≤1< td=""></x≤1<>
L'affinitéélectronique (eV)	4.07	4.07-1.1x (	0≤x≤0.45
		3.64-0.14x 0	).45 <x≤1< td=""></x≤1<>
Masse effective des électrons m <sub>n</sub> * (x m <sub>0</sub> )	0.067	0.067+.083x (	0≤x≤0.45
		0.85-0.14x 0	).45 <x≤1< td=""></x≤1<>
Masse effective des trous $m_p^*$ (x $m_0$ )	0.62	0.62+0.14x	
Mobilité des électrons $\mu_n(cm^2/V.s)$	8800	$8.10^3 - 2.2.10^4 x + 10^4 x^2 \qquad 0$	)≤x≤0.45
		$-255+1160x-720x^2$ 0	).45 <x≤1< td=""></x≤1<>
Mobilité des électrons $\mu_p(cm^2/V.s)$	400	370-970x+740x <sup>2</sup>	
Coefficient de diffusion des électrons	220	$200-550x+250x^2$ (	0≤x≤0.45
$D_n(cm^2/s)$		$-6.4+29x-18x^2$ 0	).45 <x≤1< td=""></x≤1<>
Coefficient de diffusion des trous Dp(cm <sup>2</sup> /s)	10	$9.2-24x+18.5x^2$	
Vitesse thermique des électrons (cm/s)	10 <sup>7</sup>	$(4.4-2.1x) \times 10^7$ 0	)≤x≤0.45
		$2.3 \times 10^7$ 0	).45 <x≤1< td=""></x≤1<>
Vitesse thermique des trous (cm/s)	107	$(1.8-0.5x) \times 10^7$	

**Tableau II.5:** Propriétés cristallines et électroniques des matériaux GaAs et $Al_x Ga_{1-x}As.[17]$ 

# Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une étude détaillée sur la diode Schottky qui est une structure métal-semiconduceur, elle peut être composée des différents matériaux.

Nous avons clarifié certains concepts essentiels à la compréhension de la physique de la diode Schottky à l'équilibre et sous polarisation.

Nous avons présenté également quelques propriétés électroniques des matériaux GaAs et AlGaAs comme composants de base de la diode Schottky dont la caractérisation sera détaillée dans les chapitres suivants.

# Chapitre III Caractérisation de la diode Schottky

# Introduction

L'objectif de ce chapitre est de présenter les activités faites pendant notre stage pratique au sein du CDTA division microélectronique.

La première partie de ce chapitre est dédiée à la technique de fabrication de la diode Schottky AlGaAs NU1362 et la deuxième partie concerne les techniques de caractérisation des équipements de mesure.

La troisième partie est consacrée aux méthodes d'extraction des paramètres de notre échantillon (diode Schottky AlGaAs NU1362).

#### III.1.Technique de fabrication de la diode Schottky NU1362

L'échantillon sous la référence NU1362, a été élaboré à l'université de Nottingham dans le laboratoire de « School of astronomy and applied physics », il a été suivi par les étapes suivantes :

La croissance de substrat GaAs d'orientation cristalline conventionnelle (100), avec la technique de MBE ou Epitaxie par jet moléculaire (Molecular Beam Epitaxie), à l'aide de l'équipement de marque VarianGen II et des pompes à vide jusqu'à 2.10<sup>-7</sup> Torr.

- 1- Déposition d'une couche GaAs non dopé (intrinsèque), c'est une couche intermédiaire entre le substrat et la couche supérieure(AlGaAs).
- 2- Ensuite, le dépôt de la couche Al<sub>0.29</sub>Ga<sub>0.71</sub>As de type p avec une concentration de 10<sup>16</sup> cm<sup>-3</sup> (Aluminium Arsénique de Galium) avec la composition X= 0.29 de Al et 0.71 de Ga.
- 3- La dernière étape consiste à la déposition des contacts (métallisation) avec différentes surfaces [250 μm – 1000μm], avec la technique d'évaporation sous la température de 680 °C. Le premier contact qui est le contact Schottky en Titanium et Or (Ti / Au) est déposé sur la surface de AlGaAs. Le deuxième est le contact Ohmique Or /Nickel/Or (Au/Ni/Au) qui est déposé après une gravure sèche de 600 nm.

Après la métallisation, l'échantillon final a besoin d'encapsulation, ou package

(TO-5), sa réalisation se fait avec l'équipement Karl SuSSwire bonding.

L'image finale de notre échantillon est montrée dans les figures ci-dessous :



*Figure III.1:Diode Schottky NU1362 dopé p par la technique MBE (100).* 



*Figure III.2* : *Image réelle de la diode Schottky NU1362 avec différentes surfaces.* 



Figure III.3:Illustration sur l'échantillon NU1362 avec les différentes surfaces Schottky.

# III.2. Techniques de caractérisations

Pour appréhender un matériau, il est indispensable de le caractériser, c'est-à-dire d'analyser ses propriétés. Il existe de nombreuses techniques de caractérisation des matériaux qui se basent sur différents principes physiques de base.

# III.2.1.Salle de caractérisation du CDTA

La salle de caractérisation électrique regroupe les équipements de caractérisation nécessaires (Figures III.4 et III.5) pour tester et caractériser les composants élémentaires et les circuits intégrés, à basses ou hautes fréquences et températures.



Figure III.4 : Banc de caractérisation DC du CDTA.



*Figure III.5* : Suite de banc de caractérisation (CDTA) CASCADE avec son logiciel d'acquisition.

La caractérisation des composants microélectronique est une opération indispensable pour l'amélioration de leurs caractéristiques et leurs propriétés.

Il existe plusieurs techniques de caractérisation (optique, structurale, électrique), dans notre travail on se focalisera sur les deux dernières (structurale et électrique).

# III.2.2.Caractérisation Structurale

L'objectif de cette méthode est de voir les couches composant notre dispositif et les défauts qu'elles engendrent. Cette caractérisation se fait avec deux équipements:

 Le premier équipement utilisé est le microscope électronique à balayage (MEB) (Figure III.6) de la marque Jeol. Les images obtenues sont montrées sur les figures suivantes (III.7.a et III.7.b):



Figure III.6 : Microscope Electronique à Balayage (MEB).



Figure III.7.a : Image globale des différentes Surfaces du NU1362.

Figure III.7.b : Image d'une seule Surface du NU1362.

Le deuxième équipement est le DRX (Diffraction de Rayon X) :

La diffraction de RX (Figure III.8) donne des informations sur la matière solide ordonnée à la température ambiante et lors d'un traitement thermique. L'arrangement géométrique des atomes et la distance entre eux constituent une carte d'identité unique pour chaque composé. La diffusion des rayons X aux petits angles étudie l'organisation de la matière sur quelques nanomètres.



Figure III.8 : Equipement <DRX> et les phases détectées sur la diode Schottky NU1362.

# III.2.3.Caractérisation électrique

La caractérisation électrique des composants électroniques (dans le régime des basses fréquences) fait partie des techniques couramment utilisées dans l'industrie pour :

- Faire un retour sur la qualité d'un composant et d'une technologie donnée : performances, défauts électriquement actifs et fiabilité.
- Caractériser une technologie donnée afin de calibrer les modèles compacts utilisés pour la conception de circuits électroniques.

# III.2.3.1.Technique I-V (courant-tension)

Il s'agit de vérifier expérimentalement la variation du courant (I) d'une diode SCHOTTKY NU1362 en fonction de la tension (V). Cette méthode permet de visualiser l'allure caractéristique I(V) ainsi que la tension de seuil  $V_0$ , qui est l'une des caractéristiques fondamentales différant notre échantillon par rapport aux autres diodes Schottky.

Le montage global expérimental correspondant à cette mesure est représenté sur la figure (III.11).

La caractéristique I en fonction de V est donnée sur l'écran de l'appareil (Monitor). Le choix de la technique se fait à travers l'interface du LABVIEW (logiciel d'acquisition).

Notre variation de tension de polarisation est de [0 à 2V].

Le processus de la technique I-V au sein de la salle de caractérisation du CDTA est décrit comme suit :

En premier temps, on vérifie les connexions de l'échantillon avec un microscope pour s'assurer que les connexions sont établies (Voir figure III.9).



Figure III.9: les connexions entre les pins et la surface intérieure.

Après la vérification de ces connexions, on place l'échantillon sous le dispositif de polarisation (Teste fixture, Agilent 1644 2A), voir la figure III.10.



Figure III.10:La polarisation de l'échantillon sous test fixture.

Ensuite nous passons au réglage de la tension de polarisation, qui peut être fait de deux manières, soit manuellement avec le dispositif (Agilent 4156C précision analyseur de paramètres)ou bien avec un système d'acquisition sur le logiciel LABVIEW qui est relié au dispositif de polarisateur avec des câbles appelés SMUs.



Figure III.11 : Montage expérimental de la technique I-V.

# III.2.3.2.Technique C-V (capacité-tension)

La capacité d'une diode qui est une structure Métal/Semi-conducteurs est le dispositif le plus simple et le plus utilisé pour l'étude de l'interface oxyde-semiconducteur.

La mesure C-V permet d'obtenir un grand nombre d'informations sur la structure MS tels que le niveau de dopage, l'épaisseur de l'oxyde, la tension de la bande d'énergie, la tension de seuil et les défauts à l'interface.

Cette méthode de mesure consiste à mettre en application la variation de la tension de polarisation entre [-10,10V], la variation de la fréquence : 10Khz jusqu'à 1Mhz et la variation de la surface du contact Schottky.

Nous illustrons sur la figure suivante (III.12) le montage expérimental correspondant à cette technique de caractérisation.



Figure III.12: Montage expérimental de la technique C-V.

# III.3.Méthodes d'extraction des paramètres d'une diode

Il existe plusieurs méthodes d'extraction de paramètres, en ce qui nous concerne, nous intéresserons aux deux méthodes suivantes (classique et Chung).

# III.3.1 Méthode classique

# • Courant- tension I(V) direct et inverse

Les hypothèses de cette méthode sont:

Le courant de saturation *Is* est dérivé de l'intersection de la droite de *Ln* (*I*) à
 V = 0 comme le montre la figure (III-14).

Cette méthode est particulièrement limitée par la valeur de la résistance en série, c'est-à-dire pour une résistance en série élevée, la région 2 (Figure III.13) se rétrécit et ne montre aucun régime linéaire.



Figure III.13 : Caractéristique semi logarithmique I-V, de la diode Schottky.

A partir de l'équation suivante :

$$I = I_0 \exp \frac{q(V - R_S I)}{nKT}$$
(III-1)

La valeur de Rs est négligeable devant la tension de polarisation V, on obtient :

$$I = I_0 \exp \frac{q(V)}{nKT}$$
(III-2)

En introduisant (Ln) dans l'équation (3-2) afin d'extraire I<sub>0</sub>, on obtient :

$$Ln(I) = Ln\left(I_0 \exp\frac{q(V)}{nKT}\right)$$
(III-3)

Ce qui implique

$$Ln(I) = Ln I_0 + \frac{q}{nKT}(V)$$
(III-4)

Celle-ci est sous forme d'une équation de droite y = ax + b avec b=Ln(I<sub>0</sub>). On trace le graphe Ln (I) en fonction de V à partir de l'équation de la droite de ce graphe figure (III.14). On distingue :

$$I_0 = \exp(b) \tag{III-5}$$



Figure III.14: caractéristique semi-logarithmique I-V pour l'extraction I<sub>0</sub> de la surface de 800µm

En dérivant l'équation (III-1) en fonction de la tension V, le facteur d'idéalité peut être exprimé par :

$$n = \frac{q}{KT} \frac{dV}{dLn(I)}$$
(III-6)

 $O\dot{u} \frac{dV}{dLn(I)}$  est la pente de la région 2 de la figure (III.14).

Le facteur d'idéalité (*n*) dépend de la pente (a) de l'équation (III-4) sous forme d'une droite où :  $y = ax + bavec b = \frac{q}{nKT}$ .

A partir de l'équation (III-4) on obtient :

$$a = \frac{q}{nKT}$$
(III-7)

Ce qui Implique :

$$n = \frac{q}{a \, KT} \tag{III-8}$$

La hauteur de la barrière peut être calculée et déterminée en réécrivant l'équation du courant de saturation.

$$I_0 = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{KT}\right) \tag{III-9}$$

A partir de l'équation (III-8) la hauteur de la barrière peut être exprimée comme

$$\phi_b = \frac{KT}{q} Ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_s}\right) \tag{III-10}$$

La résistance en série (R<sub>S</sub>) dépend de l'intersection de la pente (a) de l'équation du la droite y = ax + bet du graphe I(V). On utilise la loi d'ohm V=RI, qui implique R=V/I. On détermine à partir de la caractéristique courant-tension (I-V) inverse, deux paramètres : le courant de saturation  $I_s$  et la hauteur de la barrière  $Ø_b$  seulement, avec la même méthode d'extraction.

### III.3.2.Méthode de Chung

S.K. Chung a proposé une autre approche pour déterminer la résistance en série, le facteur d'idéalité et la hauteur de la barrière de tension à partir des données I-V en utilisant deux graphiques. L'équation (III-1) peut être réécrite à terme :

$$V = R_s I + n \emptyset_{b0} + \frac{n}{\beta} Ln \left(\frac{I}{AA^* T^2}\right)$$
(III-11)

Après différenciation de l'équation (III-10) par rapport à I et réarrangement des termes, l'équation suivante peut être obtenue :

$$\frac{\mathrm{dV}}{\mathrm{dLn}(\mathrm{I})} = \mathrm{R_{s}I} + \frac{\mathrm{n}}{\mathrm{\beta}}$$
(III-12)

En traçant dV/dLn(I) par rapport à *I*, une ligne droite sera obtenue comme le montre la figure (III.15). D'après l'équation (III-11), R<sub>S</sub> = la pente et n/ $\beta$  = intercepte y. Axis.



*Figure III.15:Caractéristique de dV/dLn(I) par rapport à J. pour 600,1000µm.* 

Pour évaluer  $Ø_{b0}$ , les auteurs définissent la fonction H (I): [19]

$$H(I) = V - \frac{n}{\beta} \ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right)$$
(III-13)

De l'équation (III-10), on aura :

$$H(I) = R_S I + n \phi_{b0} \tag{III-14}$$

En utilisant l'équation (III-12) et la valeur de *n* déterminée à partir du graphique précédent, la valeur de H(I) peut être calculée. En traçant H(I) en fonction de I, une ligne droite sera obtenue comme le montre la figure (III.15). À partir de l'équation (III-13),  $n\phi_{b0}$  = ordonnée à l'origine. La pente de cette courbe fournit également une deuxième détermination de R<sub>s</sub> qui peut être utilisée pour vérifier la cohérence de cette approche.

# III.3.3.Extraction à partir de capacité-tension

La hauteur de la barrière peut également être déterminée à partir de la caractéristique C-V (Figure III.16). En traçant l'inverse de la capacité par rapport à la tension inverse (tracé de 1 / C2 en fonction de V), la valeur de la hauteur de la barrière peut être obtenue par l'équation suivante

$$\phi_{cv} = V_{bi} + V_n + \frac{KT}{q} \tag{III-15}$$

Où  $V_{bi} = V' + (KT/q)$ , et V' est l'extrapolation de l'axe de la tension telle que  $1/C^2 = 0$  comme indiqué ci-dessous.



**Figure III.16:** La Caractéristique 1/C<sup>2</sup> en fonction de tension pour la diode Schottky pour fréquence 60Khz et 1Mhz.

# Conclusion

L'objectif du travail présenté dans ce chapitre est de participer à la gestion d'exploitation de la plate-forme de caractérisation au sein de CDTA division microélectronique, familiarisation et compréhension du fonctionnement des équipements ainsi que l'acquisition des données nécessaires.

Nous avons présenté ici les équipements que nous avons utilisés pour les caractérisations électrique et structurale, avec deux techniques : courant-tension et capacité-tension d'une diode Schottky AlGaAs NU1362 objet de notre étude, en incluant des notions élémentaires sur les approches d'extraction classique et Cheung.

# Chapitre IV Résultats et interprétations

#### Introduction

Dans ce chapitre, nous exposons les résultats de caractérisations structurale et électrique des diodes Schottky. Nous présentons, en premier lieu, l'évolution des caractéristiques courant – tension en fonction de la surface et de la température ainsi que les mesures capacité – tension en fonction de la fréquence et de la température.

Nous décrivons, en second lieu, les méthodes d'extraction des paramètres électriques de la diode Schottky tels que le facteur d'idéalité, la hauteur de la barrière, le courant de saturation et la résistance série avec une interprétation des principaux résultats obtenus.

### IV.1. Caractéristiques Courant-Tension (I-V)

#### IV.1.1.Caractéristique courant-tension en fonction de la surface.

L'étude a été faite sur une diode Schottky NU1362 qui dispose de 10 surfaces, à différents diamètres, dont les paramètres sont regroupés dans le tableau suivant :

Diode Schottky	Туре	Dopage (cm <sup>-3</sup> )	Orientation cristalline	Les diamètres (µm)
NU1362	Р	Bore 10 <sup>16</sup>	100	300, 400,600

 Tableau IV.1 : Les paramètres de l'échantillon de la diode NU1362.

Sur la figure IV.1, nous représentons les caractéristiques courant- tension pour différentes surfaces aux diamètres : 300, 400 et 600  $\mu$ m en polarisation directe. La figure IV.2 illustre la variation de la caractéristique I-V pour les mêmes surfaces en polarisation inverse.



**Figure IV.1 :** Caractéristiques courant –tension de la diode Schottky en polarisation directe pour différents diamètres (µm)

Selon la figure IV.1, nous remarquons que l'augmentation de la surface (avec des diamètres allant de  $300\mu m$  à  $600\mu m$ ), engendre une diminution du courant et un léger changement de la tension de seuil presque non remarquable.



*Figure IV.2 :* Caractéristique courant –tension de la diode Schottky en polarisation inverse pour différentes surfaces (cm<sup>2</sup>).

D'après la figure IV.2, la réduction de la surface implique la diminution du courant inverse. On distingue qu'il y a une relation inversement proportionnelle entre la valeur du courant et la variation de la surface et ça est dû au courant de fuite en polarisation inverse. Sachant que les bonnes diodes sont celles qui possèdent les courants de fuite les plus petits.

# IV.1.2.Caractéristique courant - tension en fonction de la température

Les figures (IV.3 et IV.4) montrent l'évolution des caractéristiques couranttension en fonction de la température avec polarisation directe et inverse successivement pour la surface Schottky de diamètre 700 µm.



*Figure IV.3 :* Caractéristiques courant- tension directe de la diode Schottky en fonction de la température.

La figure IV.3 montre une caractéristique I-V ordinaire d'une diode Schottky à la température ambiante. A basses températures, les valeurs du courant diminuent comparativement à celles enregistrées à la température ambiante.

Nous observons aussi que l'intensité du courant augmente avec l'élévation de la température pour atteindre une valeur maximale de 3.10<sup>-5</sup> A, ce qui pourrait être expliqué par l'augmentation de la mobilité des porteurs de charges avec l'augmentation de la température, tandis que la tension de seuil (de l'ordre de 0.5 V pour 220 K) diminue aux températures élevées.

La figure IV.4 ci-dessous montre la variation de la caractéristique I-V en fonction de la température en polarisation inverse. On remarque que la valeur du courant est presque négligeable en basses températures (notamment à 220 K), et cela se traduit par le phénomène de freez-out.



*Figure IV.4 :* Caractéristique courant -tension inverse de la diode Schottky pour différentes températures.

# IV.2. Caractéristiques Capacité - Tension C-V

# IV.2.1.Caractéristique capacité - tension en fonction de la fréquence

Les figures IV.5 et IV.6présentent les caractéristiques C-V de la diode Schottky en fonction de la fréquence pour les surfaces de diamètres 400 et 800  $\mu$ m, respectivement.



Figure IV.5 : Caractéristiques C-V de la diode Schottky en fonction de fréquence pour la surface de diamètre 400µm.



**Figure IV.6 :** Caractéristiques C-V de la diode Schottky en fonction de la fréquence pour la surface de diamètre 800µm.

D'après la figure IV.5, on constate la présence de deux régimes dominants qui sont, en premier lieu, le régime de charge de capacité de -10 V jusqu'à-4 V après l'accumulation des porteurs où la valeur de capacité est quasi stable et cela apparaît aux hautes fréquences. En deuxième lieu, on a pu observer le régime de décharge où la valeur de capacité diminue de  $3.5 \ 10^{-10}$  F à partir de 0.4 V.

On voit la même tendance pour les caractéristiques typiques C-V obtenues pour la surface de diamètre 800 $\mu$ m, sauf que la valeur maximale de la capacité à la fréquence 20 KHz pour la surface de diamètre 400  $\mu$ m estimée à 1.10 <sup>-10</sup> F est moins importante que celle mesurée pour la surface de diamètre 800  $\mu$ m qui est de 3.5 10<sup>-10</sup> F (Figures IV.5 et IV.6). Cela peut être dû à l'élargissement de la barrière Schottky lors d'une augmentation de surface.

# IV.2.2.Caractéristique capacité - tension en fonction de la température

La figure IV.7 donne le résultat des mesures capacité-tension de la diode Schottky en fonction de la température pour une surface de diamètre 700  $\mu$ m à la fréquence 1Mhz. Ces résultats indiquent une relation proportionnelle entre la capacité et la température. On remarque que la capacité augmente légèrement avec l'augmentation de la tension de polarisation de – 4V jusqu'à -0.5 V puis diminue au-delà de cette valeur notamment en hautes températures : 380 et 400 K.



*Figure IV.7 :* Caractéristique C-V de la diode Schottky en fonction de la température pour la surface de diamètre 700 µm.

#### IV.3. Méthodes d'extraction des paramètres

Dans cette partie, nous présentons les résultats de différentes méthodes d'extraction des paramètres tels que le facteur d'idéalité n, la hauteur de la barrière  $\Phi_b$ , le courant de saturation I<sub>s</sub>, la résistance série R<sub>s</sub>.

#### **IV.3.1.** Courant-Tension en polarisation directe

En polarisation directe de notre échantillon, on peut utiliser deux méthodes d'extractions (classique et Cheung) qui nous permettent d'extraire quatre paramètres électriques: n,  $\Phi_b$ , I<sub>s</sub> et R<sub>s</sub>, et ce en fonction de la température et de la surface.

# IV.3.1.1. Méthode classique



*Figure IV.8.a:* Facteur d'idéalité en fonction de la température ; *b*: en fonction du diamètre.

D'après la figure IV.8 (a), on observe que l'influence de la température sur le facteur d'idéalité est apparente, il diminue avec l'augmentation de la température. A basses températures, le facteur d'idéalité demeure fort et donne une valeur très élevée qui est du au mécanisme de transport de courant par « effet de tunnel » prédominant dans cette région, notamment pour les températures inférieures à 80 K. D'autre part, la figure IV.8 (b) montre une quasi-stabilité du facteur d'idéalité en fonction de la surface
à la température 300 K avec une crête qui atteint la valeur 2 car la valeur de la barrière Schottky est minimale pour ce diamètre comme l'indique la figure IV.13.

On peut extraire le courant de saturation à partir de la caractéristique couranttension, en polarisation directe, en utilisant la méthode d'extraction classique par le choix de la région de fitting [0.2V jusqu'à 0.5V] et en négligeant la résistance (équation III-1).

La valeur du courant de saturation augmente avec l'augmentation de la température (Figure IV.9) car la valeur de la résistance diminue aux hautes températures ce qui implique une croissance de la conductivité de courant.



*Figure IV.9* : Courant de saturation I<sub>s</sub> en fonction de la température extrait avec la méthode classique.

La figure (IV.10) montre une grande valeur apparente du courant de saturation à la surface de diamètre 800µm du fait que la valeur de la barrière Schottky est réduite à 0.64 eV (Figure IV.13) induisant une augmentation du courant de fuite.



*Figure IV.10* : Courant de saturation  $I_s$  en fonction de diamètre à température ambiante extrait avec la méthode classique.

La figure IV.11 montre l'impact de la température sur la résistance série qui est estimée à 3.5  $10^5 \Omega$  à basse température de 50 K et diminue en augmentant la température au-delà de cette valeur.



*Figure IV.11:* La variation de la résistance série  $R_s$  en fonction de la température extraite avec la méthode classique.



Figure IV.12: La hauteur de la barrière  $\Phi_b$  et le facteur d'idéalité n en fonction de la température pour 700 $\mu$ m.

D'après la figure IV.12, on remarque que la valeur de la hauteur de la barrière  $\Phi_b(0,69 \text{ eV} \text{ à } 300 \text{ K})$  croît linéairement avec l'augmentation de la température, ce qui se traduit par une diminution de l'énergie de gap (E<sub>G</sub>).

Et sur le même graphe, on voit une diminution du facteur d'idéalité en fonction de la température. Il est estimé à 1,7 à la température ambiante (300 K).

La figure IV.13 représente la variation de la hauteur de la barrière  $\Phi_{b}$ en fonction de la surface de contact Schottky, une bosse de valeur minimale de 0.64 eV pour le diamètre 800 µm.



*Figure IV.13:* La hauteur de la barrière  $\Phi_b$  en fonction du diamètre.

IV.3.1.2. Méthode Cheung



*Figure IV.14 :* Facteur d'idéalité n en fonction de la température extrait par la méthode de Cheung.

La figure IV.14 ci-dessus représente le comportement du facteur d'idéalité en fonction de la température. On remarque que l'approche de la méthode de Cheung donne des valeurs moins élevées que celles de la méthode classique. A basse température, les valeurs enregistrées sont de 26 avec la méthode Cheung comparativement à 39 avec la méthode classique (Figure IV.14 et IV.8.a).



*Figure IV.15:*La résistance série R<sub>S</sub> en fonction de la température extraite par la méthode de Cheung.

L'analyse des résultats d'extraction de la résistance série en fonction de la température par la méthode de Cheung (Figure IV.15) confirme que  $R_s$  diminue en croissance de température et passe à  $2.10^{+4}$  Qpour 400 K c'est-à-dire qu'elle est hors de la zone du phénomène de freez-out.



*Figure IV.16 :* La hauteur de la barrière  $\Phi_b$  en fonction de la température extraite avec la méthode de Cheung et classique.

La figure IV.16 montre une comparaison de la hauteur de la barrière  $\Phi_b$  obtenue par les deux méthodes classique et Cheung, on constate que l'approximation classique est plus proche de la linéarité que celle de Cheung qui présente une fluctuation notamment pour les températures inférieures à 250 K.

#### IV.3.2. Caractéristique courant-tension en polarisation inverse

Dans cette partie, on peut utiliser une seule méthode qui est la méthode classique qui nous permettra d'extraire la hauteur de la barrière  $\Phi_b$  en fonction de la température et de la surface.

La figure IV.17 ci-dessous représente la variation de la hauteur de la barrière en fonction de la surface extraite par la méthode classique pour les deux cas de polarisation directe et inverse.

Il est remarquable que la valeur de la hauteur de la barrière de 0.45 eV obtenue en polarisation inverse pour le diamètre 240 µm est plus basse que 0.7 eV enregistrée en polarisation directe.



Figure IV.17 : La hauteur de la barrière  $\Phi_b$  en fonction du diamètre pour la polarisation directe et inverse.



*Figure IV.18:*La hauteur de la barrière  $\Phi_b$  en fonction de la température extraite en polarisation directe et inverse.

La figure IV.18 montre une similarité des valeurs de la hauteur de barrière extraites en polarisations inverse est directe en fonction de la température.

	Courant-tension									
Tension	Directe							Inverse		
Méthodes	Classique				Cheung			Classique		
Paramètres T (K)	п	$\Phi_b$	$I_S$	$R_S$	п	$\Phi_b$	$R_S$	Is	$\Phi_b$	
20	3,86E+01	7,65E-02	6,95E-19	5,00E+06	2,55E+01	9,63E-02	1,45E+06	-	-	
60	1,22E+01	2,29E-01	6,87E-18	3,33E+05	1,10E+01	2,40E-04	1,12E+05	-	-	
80	-	-	-	-	9,13	3,04E-01	9,15E+04	-	-	
140	2,79E+00	3,96E-01	3,60E-12	1,43E+05	7,54	3,07E-01	5,07E+04	-	-	
180	-	-	-	-	2,25	9,25E-01	7,63E+04	1,35E-09	4,24E-01	
200	-	-	-	-	2,67	3,50E-01	5,68E+04	-	-	
220	-	-	-	-	2,11	6,51E-01	5,43E+04	7,89E-10	5,36E-01	
260	2,08E+00	6,21E-01	1,98E-09	5,00E+04	1,78	6,21E-01	4,58E+04	3,64E-09	6,07E-01	
300	1,68E+00	6,90E-01	7,41E-09	5,00E+04	1,7	6,61E-01	3,75E+04	1,88E-08	6,66E-01	
340	1,90E+00	7,32E-01	5,16E-08	3,33E+04	1,33	7,42E-01	3,12E+04	6,76E-08	7,24E-01	
380	3,21E+00	7,52E-01	4,89E-07	2,50E+04	5,49E-01	8,78E-01	2,60E+04	3,15E-07	7,66E-01	
400	3,56E+00	7,73E-01	9,10E-07	2,50E+04	5,22E-1	9,24E-01	2,60E+04	9,19E-07	7,73E-01	

Les tableaux (IV-1, IV-2) résument l'ensemble des résultats obtenus par les méthodes d'extraction citées ci-dessus en fonction de la température et du diamètre.

Tableau IV.2 : Résultats des méthodes d'extraction en fonction de la température.

	Courant-tension									
Tension	Directe							Inverse		
Méthodes	Classique				Cheung			Classique		
Paramètres T (K)	п	$\Phi_b$	Is	$R_S$	п	$\Phi_b$	$R_S$	$I_S$	$\Phi_b$	
250	/	/	/	/	/	/	/	2,05E-06	4,24E-01	
300	1,18	6,89E-01	1,40E-09	1,11E+04	1,2	6,84E-01	1,25E+04	1,20E-06	5,36E-01	
400	1,21	6,94E-01	2,06E-09	1,25E+04	1,31	6,79E-01	1,34E+04	1,87E-06	6,07E-01	
600	1,21	7,15E-01	2,06E-09	1,25E+04	1,31	6,90E-01	1,40E+04	2,02E-06	6,66E-01	
800	1,94	6,44E-01	5,76E-08	1,00E+05	1,7	6,52E-01	1,17E+04	9,07E-06	7,24E-01	
1000	1,25	7,44E-01	1,85E-09	1,11E+04	1,31	7,34E-01	1,28E+04	1,53E-06	7,66E-01	

Tableau IV.3 : Résultats des méthodes d'extraction en fonction du diamètre.

#### Conclusion

En résumé, nous avons exploité la salle de caractérisation du CDTA pour effectuer les caractérisations électriques : courant – tension et capacité – tension. Nous avons alors relevé les caractéristiques courant-tension en fonction de la surface et de la température ainsi que les caractéristiques capacité-tension en fonction de la fréquence et de la température.

Nous avons ensuite présenté les résultats de différentes méthodes d'extraction de paramètres électriques qui nous ont permis une évaluation précise du facteur d'idéalité, la hauteur de la barrière, le courant de saturation et la résistance série. Nous avons fait une étude comparative entre les deux méthodes d'extraction utilisées : classique et Cheung en faisant ressortir leurs principaux aspects.

Les expériences et les résultats de caractérisation présentés dans cette partie démontrent l'efficacité des mesures I(V) et C(V) et pourront être utilisés comme une base pour améliorer les performances des diodes Schottky.

## **Conclusion générale**

Le travail présenté dans ce mémoire consiste en la caractérisation d'une diode Schottky référenciée par NU1362 et l'extraction de ses paramètres électriques.

Les composants électroniques à base des jonctions, tels que les diodes Schottky connaissent une grande focalisation scientifique et technique ces dernières années, car elles présentent un grand intérêt économique, énergétique et environnemental.

Dans un premier temps nous avons présenté les aspects fondamentaux sur le comportement physique et électrique des matériaux semiconducteurs. Ceci nous a permis d'approfondir nos connaissances pour mieux comprendre le comportement de notre échantillon, et nous a servi de base théorique pour développer la caractérisation.

L'objectif principal de notre travail est l'optimisation du comportement des diodes Schottky en fonction du besoin du milieu dans lequel elles évoluent. L'approche a consisté en une étude des caractéristique I(V) et C(V). Les facteurs essentiels qui affectent la diode, en l'occurrence la température, la fréquence, et la surface des composants, ont été variés pour prélever les résultats qui nous ont servis de référence pour l'optimisation des performances de ces composants. Pour consolider nos résultats, nous avons appliqué deux méthodes d'extraction distinctes, la méthode classique et la méthode de Cheung. La fiabilité de notre approche a été validée par le rapprochement des résultats des deux méthodes, confirmant les valeurs des paramètres électrique que nous avons extraits (n,  $\Phi_{b}$ , *I*<sub>S</sub>,*R*<sub>S</sub>).

Après analyse des résultats obtenus, deux déductions élémentaires ont été faites. L'environnement thermique est un facteur majeur de l'évolution du composant Schottky, sa variation a influencé les paramètres prélevés de manière très importante. L'optimisation de cette influence devra se consacrer aux environnements de travail très contraignants, soit les très hautes et très basses températures. La deuxième consiste en l'influence de la surface, celle-ci présente des résultats beaucoup plus convaincants à grande surface. Le but de la microélectronique étant de miniaturiser les composants, l'objectif est d'avoir de bons résultats sur de très petites surfaces, pour atteindre cela nous devons jouer sur les caractéristiques des matériaux. Les résultats de caractérisations des diodes Schottky que nous avons obtenus constituent une base pour optimiser les performances de ces composants.

En termes de perspective, il serait très intéressant d'étudier les caractéristique I-V et C-V dans les structures Au/InP à basse température, tout en introduisant l'aspect quantique dans le mécanisme de transport du courant électrique dans ces composants électroniques.

# **Références Bibliographiques**

[1] http://www.univ-usto.dz/theses\_en\_ligne/doc\_num.php?explnum\_id=2030

[2] Lien vers Paris Tech Libres Savoirs : <u>https://cours.espci.fr/site.php?id=26</u> <u>sophie.norvez@espci.fr;</u> chimie et Matériaux Inorganique 2A – 2017 ; Partie II: De la molécule au matériau.

[3] Alain CHOVET & pascal MASSON; cours de physique des semi-conducteurs ; école Polytechnique Universitaire de MARSIELLE ; Département Micro-électronique et Télécommunications ; Première année 2004/2005.

[4] Mme BOOUGHIAS; cours; Chapitre 2: La théorie des bandes d'énergie; Université Mouloud MAMMERI DE Tizi-Ouzou; Faculté de Génie Electrique et Informatique; Master Académique Microélectronique semestre 1; Physique des composants semi-conducteurs 1; 2016/2017.

[5] DEHIMI Said ; Magister en Physique ; Etude de lasers à base des composés semiconducteurs (InP, GaAs, GaP) ; Université El-Hadj Lakhder – Batna.2011.

[6.1] Mathieu Henry ; Hervé Fnet ; L3, Master, Ecoles d'ingénieurs ; PHYSIQUE DES SEMI6CONDUCTEURS ET DES COMPOSANTS ELECTRONIQUES. [P.62] 6eme édition ; Dunod, Paris, 2009 .

[6.2] Mathieu Henry ; Hervé Fnet ; L3, Master, Ecoles d'ingénieurs ; PHYSIQUE DES SEMI6CONDUCTEURS ET DES COMPOSANTS ELECTRONIQUES. [P.97] 6eme édition ; Dunod, Paris, 2009.

[6.3] Mathieu Henry ; Hervé Fnet ; L3, Master, Ecoles d'ingénieurs ; PHYSIQUE DES SEMI6CONDUCTEURS ET DES COMPOSANTS ELECTRONIQUES. [P.683] 6eme édition ; Dunod, Paris, 2009 .

[7] BALI AMINA ; Magister en physique ; Etude comparative entre les cellules solaire de type p+ -AlGaAs/p-GaAs/n-GaAs et une autre de type n+ -AlGaAs/n-GaAs/p-GaAs ; Université Mohamed Khider – Biskra.

[8] http://uel.unisciel.fr/physique/continu/continu\_ch02/co/apprendre\_ch2\_02.html

[9] P. Werfel, Physics of Solar Cells", Book, University Karlsruhe, ©2005 WILEYVCH Verlag GmbH & CO, KGaA, Weinheim.(generation).

[10] Jean-Pierre Colinge ; Cynthia A.Colinge ; Livre ; PHYSIQUE OF SEMICONDUCTOR DEVICES ; Department of Electrical and Comupter Engineering University of California, Davis; Department of Electrical and Electronic Engineering California State University

[11] M. Grundmann, The Physics of Semiconductors", Book, Université Leipzig,©Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2006.

[12] B. Van Zeghbroeck, Principles of Electronic Devices", Book. 2011.

[13] S. Daniel, Modeling radiation effect on a triple junction solar cell using silvaco atlas, Thesis Naval postgraduate school Monterey California. 2012.

[14] GHACHAME.S ; Master ; Caractéristiques électriques d'une diode à barrière de Schottky (SBD) avec et sans couche isolante SiO2 à la température ambiante (300K) ; Université Mohamed Khider – Biskra ; 2014.

[15] MILOUDI.W; Master; Simulation d'un Transistor HEMT a base de GaAs (AlGaAs/GaAs); Université Mohamed Khider – Biskra;2013-2014.

[16] ZEGHDAR.K ; Magister ; Simulation des caractéristiques courant-tension à base d'une diode Schottky en Phosphure d'indium InP ; Université Mohamed Khider – Biskra ;2014.

[17] Makhlouf.Z ;Master ; Étude classique et quantique de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs ; Université Mohamed Khider – Biskra ;2012-2013.

[18] ZIANI.Ch ;Magester ; Influence De la Température sur Le Comportement Physique Et Electronique des Transistors MOS ; UNIVERSITE ABOU-BAKR BELKAID –TLEMCEN ;2010.

[19] RIAZ HUSSAIN.M; Doctorat; DLTS CHARACTERISATION OF DEFFECTS IN III-V COMPOUND SEMICONDUCTEURS GROWN BY MBE; University of Nottingham; 2011.

[20] www.cours.polymtl.ca/ele2302/data/ele2302\_chap02\_2\_diode\_applications.pdf

[21] BALI.A ;Magister ; Etude comparative entre les cellules solaire de type p+-AlGaAs/ p-GaAs /n-GaAs et une autre de type n+-AlGaAs/n-GaAs/p-GaAs ; Université Mohamed Khider – Biskra

## Annexe

## Visite de la centrale technologique de Micro fabrication du CDTA

#### 1- Présentation de la centrale

Il s'agit d'une plateforme de service commun, d'une superficie de 470 m<sup>2</sup> de classe 10 (ISO 4), exploitant un procédé technologique CMOS 1 $\mu$ m, une opportunité de réalisation de composants MEMS. Le 31 Mai 2016, cette centrale a été réceptionnée et certifiée pour être opérationnelle après plusieurs années d'arrêt de travaux.

## 2- Organisation des services de la centrale technologique

- Services de processus
- Service de conception digitale et analogique
- Service de maintenance et de sécurité industrielle

### **3-** Les équipements

#### 3-1- zone de Caractérisation

La zone de caractérisation comporte les différents équipements de caractérisation et un équipement de marquage laser.



Les équipements disponibles dans la zone caractérisations :

- ➤ 4 pointes
- > FTIR : Spectroscope infrarouge à transformée de fourrier.
- > Profilomètre
- > MEB : Microscope électronique à balayage
- > Laser marker
- ➢ Surface scan
- > Ellipsomètre
- ➢ Film thickness
- > Stress tool



#### **3-2** Zone de photolithographie

Toutes les étapes du procédé photo lithographique (déshydratation et dépôt d'HMDS, dépôt et étalement de résine, exposition aux UV, développement de résine, et l'inspection...) s'effectuent dans cette zone



### 3-3 Zone de diffusion

La zone de diffusion comprend trois fours horizontaux destinés pour la réalisation des procédés à pression atmosphérique et à base pression tels que l'oxydation, la diffusion, le recuit, le dépôt de nitrure de silicium, le dépôt du poly-Si et le dépôt du TEOS et BPSG. Ces opérations exigent des systèmes utilitaires pour assurer un bon fonctionnement des fours tels que l'installation du système de gestion des gaz, système de vide et système d'extraction (Exhaust).

### Prestations possibles dans la zone de diffusion

- > Oxydation (Sèche et humide)
- Recuit en température. (350- 900C°)
- > Dépôt LPCVD (Poly-Si, SiN, TEOS, BPSG )
- Dépôt CVD (POCL3)
- ➢ Recuit à haute température 1150 C°.





#### 3-4 Zone de dépôt par plasma

Le rôle de la zone de dépôt par plasma dans le procédé de fabrication technologique CMOS est la réalisation des contacts et des interconnexions (couches métallique) entre les différentes parties du circuit en cours de fabrication, ainsi que la réalisation des couches diélectriques intermétalliques dans le cas de plusieurs niveaux de métal, ou pour la protection (couches de passivation).



