

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Mohamed khider – Biskra
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de Génie électrique
Référence :...../ 2023



جامعة محمد خيضر – بسكرة
كلية العلوم و التكنولوجيا
قسم الهندسة الكهربائية
المرجع: / 2023

Thèse présentée en vue de l'obtention
du diplôme de
Doctorat en Science

Spécialité (Option) : Électronique.

Intitulé :

**Caractérisation électrique et optique des dispositifs
à semi-conducteurs**

Présentée par:

LAKHDARI Issam

Soutenue publiquement le: 26/11/2023

Devant le jury composé de:

Mr: SAADOUNE Achour
Mr: SENGOUGA Nouredine
Mr: DEBILO Abderzak
Mr: DEHIMI Lakhder
Mr: FILALI Walid
Mr: AMAR Hicham

Professeur à l'Université de Biskra
Professeur à l'Université de Biskra
Professeur à l'Université de Biskra
Professeur à l'Université de Batna
Maitre de recherche A au CDTA
Maitre de recherche A au CRTI

Président
Rapporteur
Co-Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur

2023/2024

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

Dédication

Je dédie ce travail à mes parents, à mes frères et mes sœurs, à ma femme et mes enfants AMINE et ASSIL, et à mon encadreur pour tous ses efforts.

Résumé

Dans ce travail, la caractérisation électrique de deux diodes Schottky de type-n Ti/Au/n-AlGaAs/n-GaAs/nAlGaAs aux multiple puits quantique (NU778, NU780), et de type-p AlGaAs (NU1363 et NU1366) est effectué. Ces diodes ont été développées par épitaxie par jets moléculaires (EJM). La caractérisation électrique est réalisée au moyen des mesures de leurs caractéristiques : courant-tension (I-V) capacité-tension (C-V), capacité-fréquence (C-f) et conductance-fréquence angulaire (G-w) pour différents diamètres des surfaces de contact Schottky allant de 250 à 1000 μm . Puisque la diode Schottky est un composant dont le fonctionnement est largement contrôlé par l'interface métal/semi-conducteur dont la densité est D_{it} et la résistance série R_s , ces dernières, qui sont déduite à partir des caractéristiques électriques, ont été étudiés sous une large bande de fréquences (1 kHz – 5 MHz) et de tensions allant de -5 V à $+5\text{ V}$, à la température ambiante. D_{it} évaluée par la méthode de Castagne (C-V), et à partir de la méthode de Hill et Colman (G-w) est trouvée largement dépendante du diamètre du contact Schottky. En outre, D_{it} obtenue à partir des courbes C-V du dispositif sont inférieures aux valeurs données obtenues à partir de G-w. Il a été aussi constaté que D_{it} augmente avec l'augmentation du diamètre (la surface) de contact Schottky puis sature au-delà d'un diamètre différent pour chaque échantillon (diode). La dépendance en fréquence des caractéristiques C-V était également liée à ces états d'interface. Les résultats de cette étude peuvent aider à choisir les bonnes dimensions de contact Schottky pour des applications différentes.

Abstract

In this work, the electrical characterization of two Schottky diodes of n-type Ti/A/n-AlGaAs/n-GaAs/nAlGaAs with multiple quantum wells (NU778, NU780), and p-type AlGaAs (NU1363 and NU1366) is carried out. These diodes were grown by molecular beam epitaxy (MBE). The electrical characterization is carried out by means of measurements of their characteristics: current-voltage (I-V) capacitance-voltage (C-V), capacitance-frequency (C-f) and conductance-angular frequency (G-w) for different diameters of the Schottky contact surfaces ranging from 250 to 1000 μm . Since the Schottky diode is a device, whose operation is largely controlled by the metal/semiconductor interface whose density is D_{it} and the series resistance R_s , the latter, which are deduced from the electrical characteristics, have been rigorously studied under a range of frequencies (1 kHz– 5 MHz) and voltages ranging from -5 V to $+5\text{ V}$, at room temperature. D_{it} evaluated by Castagne method of (C-V), and from the Hill and Colman method (G-w) is found to be largely dependent on the diameter of the Schottky contact. Also, D_{it} obtained from the C-V curves of the device are lower than the given values obtained from G-w. It was also found that D_{it} increases with the increase in diameter (area) of Schottky contact and then saturates beyond a different diameter for each sample (diode). The frequency dependence of the C-V characteristics was also related to these interface states. The results of this study can help in choosing the correct Schottky contact dimensions for different applications.

خلاصة

في هذا العمل، تم تنفيذ التوصيف الكهربائي لاثنتين من ثنائيات شوتكي من النوع $n\text{-Ti} / \text{A} / n\text{-AlGaAs}$ مع العديد من الأبار الكمية (NU778، NU780)، والنوع $p\text{-AlGaAs}$ (NU1363 و NU1366). تم إنجاز هذه الثنائيات بواسطة التنمية الإيبيتاكسية الحزمة الجزيئية (MBE). تم إجراء التوصيف الكهربائي عن طريق قياسات خصائصها: التيار-الجهد (I-V) السعة-الجهد (C-V)، السعة التردد (C-f) والسماحية-التردد الزاوي (G-w) لأقطار مختلفة من أسطح التلامس شوتكي التي تتراوح من 250 إلى 1000 ميكرومتر. نظرًا لأن الصمام الثنائي Schottky عبارة عن مركبة، يتم التحكم في تشغيله إلى حد كبير بواسطة الوصلة معدن / شبه الموصل التي تكون كثافتها D_{it} ومقاومة السلسلة R_s ، تمت دراسة الأخيرين، المستخلص من الخصائص الكهربائية، بدقة تحت نطاق من الترددات (1 KHz - 5 MHz) وجهد يتراوح من -5 V إلى +5 V في درجة حرارة الغرفة. تم تقييم D_{it} بواسطة طريقة Castagne لـ (C-V)، ومن طريقة Hill and Colman (G-w) وجد أنها تعتمد إلى حد كبير على قطر جهة اتصال شوتكي. أيضًا، D_{it} التي تم الحصول عليها من منحنيات C-V للجهاز أقل من القيم التي تم الحصول عليها من G-w. وجد أيضًا أن D_{it} يزيد مع زيادة قطر (مساحة) الوصلة Schottky ومن ثم يتشبع حينما يتجاوز قطرًا مختلفًا لكل عينة (الصمام الثنائي). كما تم ربط اعتماد خصائص C-V على التردد بحالات السطح البيني هذه. يمكن أن تساعد نتائج هذه الدراسة في اختيار أبعاد الوصلة Schottky الصحيحة للتطبيقات المختلفة.

Sommaire

Résumé	I
Abstract	II
خلاصة	III
Sommaire	IV
Liste des figures	VIII
Liste des tableaux	X
Introduction générale	1

Chapitre 1: Matériaux semi-conducteurs

I.1.Introduction.....	5
I.2.Matériaux semi-conducteurs	5
I.2.1.Généralités sur les semi-conducteurs.....	6
I.2.1.1.Semi-conducteur intrinsèque	6
I.2.1.2.Semi-conducteur extrinsèque.....	8
I.2.2.Travail de sortie	10
I.2.3.Affinité électronique χ	11
I.2.4.Semi-conducteurs directs et indirects	12
I.2.5.Génération – Recombinaison	13
I.2.5.1. Génération.....	13
I.2.5.2. Recombinaison.....	14
I.2.6.Éléments semi-conducteurs	15
I.3.Semi-conducteurs composés.....	15
I.3.1.Les composés binaires	16
I.3.2.Les composés ternaires et quaternaires.....	17
I.4.Propriétés générales de l'arséniure de gallium (GaAs)	17
I.4.1.Applications	18
I.4.2.Structure en cristal	19
I.4.3.La structure des bandes d'énergie	20
I.4.4.Propriétés électriques	21
I.5.Propriétés générales de L'aluminium arséniure de galium $Al_xGa_{1-x}As$	22
I.5.1.Propriétés physiques	23
I.5.2.Propriétés électriques	23
I.5.3.Caractéristique de la structure de bande d'énergie de l' $Al_xGa_{1-x}As$	24
I.6.Les Défauts dans AlGaAs	25
I.6.1.Défauts ponctuels.....	25
I.6.2.Défauts linéaires.....	27
I.6.2.1. Dislocation coin	28
I.6.2.2. Dislocation vis	28
I.6.2.3. Dislocation mixte	28
I.6.3.Défauts planaires.....	29
I.6.4.Défauts volumique.....	29
I.6.4.1. Les différents types de défauts volumiques	29

Chapitre II: La Diode Schottky

II.1.Introduction	31
II.2.Les structures de base en électronique	31
II.3.La structure Métal-Semi-conducteur	32
II.4.Diagramme des bandes d'énergie idéal	33
II.4.1.Premier cas : $q\phi_m = q\phi_s$	33
II.4.2.Deuxième cas : $q\phi_m > q\phi_s$	33

II.4.3.Troisième cas: $q\phi_m < q\phi_s$	34
II.5.Zone de charge d'espace (ZCE)	35
II.6.Mécanismes de transport du courant dans un contact M-Sc en polarisation directe	36
II.6.1.Emission au-dessus de la barrière.....	37
II.6.1.1.Théorie de l'émission thermoïonique	38
II.6.1.2.Théorie de la diffusion	38
II.6.1.3.Théorie mixte, thermoïonique-diffusion	39
II.7.Effet Schottky	40
II.8.Caractéristique électrique de La Diode Schottky	42
II.9.Polarisation de La Diode Schottky	42
II.9.1.Polarisation directe	42
II.9.2.Polarisation inverse.....	43
II.10.La Capacité	44
II.11.Le contact métal-Semi-conducteur non idéal	45
II.12.Etats de surface	46
II.13.Contact ohmique.....	47
II.14.Les avantages de La Diode Schottky.....	48

Chapitre III: Techniques d'extraction des paramètres des diodes

III.1.Introduction	50
III.2.Technique de fabrication des diodes Schottky sur un substrat GaAs	50
III.2.1.Diodes NU1363 et NU1366	50
III.2.2.Diodes NU778 et NU780	52
III.3.Les méthodes d'extraction des paramètres de Diode à partir de la caractéristique I-V	53
III.3.1.Méthode Standard	53
III.3.2.Méthode de Cheung	55
III.3.3.Méthode de Norde	56
III.3.4.Méthode de Bohlin	57
III.4.Méthode de caractérisation par la mesure C-V	58
III.5.Détermination de la densité d'états d'interface D_{it}	60
III.5.1.Caractérisation des états d'interface par les méthodes capacitives:	60
III.5.1.1.Méthode de la capacité haute fréquence	61
III.5.1.2.Méthode de la capacité basse fréquence	62
III.5.1.3.Méthode de la capacité basse fréquence – haute fréquence	62
III.5.2.Caractérisation des états d'interface par la méthode de la conductance	63

Chapitre IV: Résultats et interprétation

IV.1.Introduction	69
IV.2.Description du matériel de mesure.....	69
IV.2.1. L'analyseur de dispositif à semi-conducteur KEYSIGHT B1500A.....	70
IV.2.1.1.Caractéristiques et avantages	70
IV.2.1.2.Spécifications clés.....	71
IV.2.2. Easy expert de Keysight.....	71
IV.3.Caractéristiques Courant-Tension (I-V).....	72
IV.3.1.Caractéristique courant-tension en fonction de la surface.	74
IV.3.1.1. La Diode NU 1363	74
IV.3.1.2. La Diode NU 1366.....	75
IV.3.1.3. La Diode NU778	76
IV.3.1.4. La Diode NU780.....	78
IV.4 Mesures en fonction de la fréquence.....	79
IV.4.1.Caractéristiques C-V-f	79
IV.4.1.1. La Diode NU1363	79

IV.4.1.2. La Diode NU1366.....	81
IV.4.1.3. La Diode MQW NU778.....	82
IV.4.1.4. La Diode MQW NU780.....	84
IV.4.2.Caractéristiques G-V-F	85
IV.4.2.1. La Diode NU1363	85
IV.4.2.2. La Diode NU1366.....	86
IV.4.2.3. La Diode MQW NU778.....	88
IV.4.2.4. La Diode Schottky MQW NU780	90
IV.4.3.Caractéristiques R_s -V-f.....	92
IV.4.3.1. La Diode Schottky NU1363	92
IV.4.3.2. La Diode Schottky NU1366.....	93
IV.4.3.3. La Diode Schottky MQW NU778	94
IV.4.3.4. La Diode Schottky MQW NU780	95
IV.4.4. Caractéristiques C-f-V	97
IV.4.4.1. La Diode Schottky NU1363.....	97
IV.4.4.2. La Diode Schottky NU1366.....	98
IV.4.4.3. La Diode Schottky MQW NU778	99
IV.4.4.4. La Diode Schottky MQW NU780	100
IV.4.5.Caractéristiques G-f-V	101
IV.4.5.1 La Diode Schottky NU1363.....	102
IV.4.5.2 La Diode Schottky NU1366.....	102
IV.4.5.3 La Diode Schottky MQW NU778	104
IV.4.5.4 La Diode Schottky NU780.....	106
IV.4.6.Caractéristiques R_s -f-V	108
IV.4.6.1. La Diode Schottky NU1363.....	108
IV.4.6.2. La Diode Schottky NU1366.....	109
IV.4.6.3. La Diode Schottky NU778	110
IV.4.6.4. La Diode Schottky NU780.....	111
IV.5. Extraction de la densité d'état d'interface.....	112
IV.5.1.Méthode de la capacité basse fréquence – haute fréquence	112
IV.5.2. D_{it} par méthode de Conductance.....	115
IV.5.3.Comparaison entre la méthode CL-H et la méthode de conductance.....	116
IV.5.4.Effet de Surface de contact Schottky sur D_{it}	118
<hr/>	
Conclusion générale	120

Liste des Figures

Chapitre I

Figure I.1: Gamme typique de conductivités pour les isolants, les semi-conducteurs et les conducteurs	6
Figure I.2: Représentation schématique des liaisons pour le semi-conducteur intrinsèque (Si).....	7
Figure I.3: Diagramme de bandes d'énergie d'un semi-conducteur type P	8
Figure I.4: Diagramme de bandes d'énergie d'un semi-conducteur type N	9
Figure I.5: Position du niveau Fermi dans les différents types de semi-conducteurs	10
Figure I.6: Diagramme des bandes d'énergie montrant le travail de sortie	10
Figure I.7: La fonction de travail des différents métaux	11
Figure I.8: Diagramme des bandes d'énergie d'un semi-conducteur incluant le travail de sortie et l'affinité électronique	11
Figure I.9: Différence entre une bande interdite directe et indirecte d'un semi-conducteur	12
Figure I.10 : Types de recombinaison.....	14
Figure I.11: Structure zinc-mélange de l'arséniure de gallium	19
Figure I.12 : Trois plans dans un réseau de Bravais cubique simple	19
Figure I.13: La représentation schématique de la structure de l'arséniure de gallium montre la différence entre les plans (111B) et (111A) (respectivement -A- et -B-).....	20
Figure I.14: Structure de bande de GaAs à 300°K.....	21
Figure I.15 : Structure du GaAs, elle se compose de deux sous réseaux cubiques à faces centrées, décalés d'un quart de la grande diagonale du cube, et occupés l'un par l'anion (As), et l'autre par le cation (Al,Ga)	22
Figure I.16 : Structure de bande d'énergie pour le GaAs et le AlAs à 300K.....	24
Figure I.17 : Evolution de l'énergie de différentes vallées de la bande de conduction par rapport au point Γ de la bande de valence en fonction du taux d'aluminium. Résultats déduits des équations	25
Figure I.18 : représentation de la lacune ponctuelle.	26
Figure I.19 : Représentation d'atome étranger en insertion.....	26
Figure I.20 : Représentation d'atome étranger en substitution.	26
Figure I.21 : Défaut de Schottky dans la structure cristalline.....	27
Figure I.22 : Défaut de Frenkel.....	27
Figure I.23 : Dislocation coin	28
Figure I.24 : Dislocation vis.....	28
Figure I.25 : Dislocation mixte	29

Chapitre II

Figure II.1: Blocs de base pour former les structures. (a) Interface métal-semi-conducteur; (b).jonction p-n; (c) interface d'hétérojonction; et (d) une structure métal-oxyde-semi-conducteur	32
Figure II.2: Diagramme des bandes d'énergie d'un contact Métal - SC avec $q\phi_m=q\phi_s$	33
Figure II.3: Diagramme des bandes d'énergie d'un métal et d'un semi-conducteur avec $q\phi_m>q\phi_s$	34
Figure II.4: Diagramme des bandes d'énergie d'un métal et d'un SC avec $q\phi_m<q\phi_s$ (a) avant contact; (b)après contact	34

Figure II.5: Diode Schottky à l'équilibre thermodynamique	36
Figure II.6: Modes de transport des électrons dans un contact métal-semi-conducteur (n) polarisé en direct.....	37
Figure II.7: Variation du niveau de Fermi dans le cas d'une conduction mixte ; variation dans la zone de charge d'espace et discontinuité à l'interface.....	39
Figure II.8: Effet Schottky	41
Figure II.9: Energie potentielle.....	41
Figure II.10: Caractéristiques des différents types de diodes	42
Figure II.11: Caractéristique courant – tension d'une diode Schottky en polarisation directe	43
Figure II.12: Caractéristique courant – tension d'une diode Schottky en polarisation inverse	43
Figure II.13: Courbe $C^{-2}(V)$	44
Figure II.14: Schéma de bande de deux types des jonctions M-S: (a) $\Phi_m > \Phi_s$, contact Schottky de type n; (b) $\Phi_m < \Phi_s$, contact Schottky de type P.....	45
Figure II.15: Schéma de bande d'une jonction MS dans laquelle le métal au voisinage direct du Si (de type n) crée des états d'entrefer induits par le métal (MIGS).....	46
Figure II.16: Effet des états de surface.	47
Figure II.17: Diagramme de bande schématique d'une jonction M-Sc ohmique à l'équilibre et une courbe I-V et linéaire	48

Chapitre III

Figure III.1: Diode Schottky Al _{0.29} Ga _{0.71} As dopé p par la technique MBE (100).	51
Figure III.2: Image réelle de la diode Schottky NU1363 avec différentes surfaces du contact Schottky	51
Figure III.3: Structure des couches de diode Schottky MQW NU778 GaAs/Al _{0.33} Ga _{0.67} As.	52
Figure III.4: (a). Image par SEM d'un échantillon NU778 pour différents diamètres de contact Schottky. (b) Le GaAs/Al _{0.33} Ga _{0.67} As échantillon encapsulés sur l'emballage du boîtier TO-5.....	52
Figure III.5: Caractéristique semi logarithmique I-V, de la diode Schottky	53
Figure III.6: Exemple de tracés $\frac{dV}{d\ln(I)}$ vs. I et H(I) vs. I.....	56
Figure III.7: Exemple de graphique F(V) vs V.....	57
Figure III.8: Variation de ψ_s en fonction de la tension de polarisation.....	58
Figure III.9: Variation de $\theta(V)$ en fonction de la tension de polarisation a la température de T=300K	59
Figure III.10: Fonctionnement d'une diode Schottky de type n en régime inverse. Structure 1D de la diode (a), diagramme des bandes (b), graphique de la charge en fonction de la profondeur de la zone de déplétion (c), champ électrique dans la diode (d) et le potentiel électrique (e).....	61
Figure III.11: Capacité en fonction de la tension inverse dans une diode Schottky (a). Méthode d'extraction de la valeur de la tension de diffusion (Built-in Voltage) (b).	61
Figure III.12: (a)-(b) Circuits équivalents, y compris les effets de piège d'interface, C_{it} et R_{it} . (c) Circuits équivalents à basse fréquence. (d) Circuits équivalents à haute fréquence	63
Figure III.13(a) Schéma de principe des circuits équivalents pour la méthode de conductance; (un dispositif MS avec des pièges d'interface de constante de temps τ_{it} $\tau_{it} = R_{it}C_{it}$; (b) circuit simplifié de (a); (c) circuit utilisant la capacité mesurée (C_m) et la conductance (G_m).	65
Figure III.14: $G_p/\omega - \omega$. Pour la diode NU1366, diamètre de contacte 400 μ m, T=300k.....	66
Figure III.15: Circuits équivalents pour les mesures de conductance ; (a) MOS-C avec constante de temps $\tau=R_{it}C_{it}$; (b) circuit simplifié de (a); (c) incluant la résistance série r et la conductance tunnel G_t	67

Figure III.16: (a)-(b) Circuits équivalents, y compris les effets de piège d'interface, C_{it} et R_{it} . (c) Circuits équivalents à basse fréquence. (d) Circuits équivalents à haute fréquence	67
--	----

Chapitre IV

Figure IV.1: Analyseur de paramètres semi-conducteurs B1500A de Keysight	69
Figure IV.2: Analyseur de paramètres semi-conducteurs à double canal de la gamme B1500A de Keysight	70
Figure IV.3: Interface de logiciel EasyEXPERT de Keysight	72
Figure IV.4: Les caractéristiques électriques courant –tension mesurées de la diode Schottky NU1363 pour différents diamètres (500 et 600 μ m) à la température ambiante 300 K, (a) en échelle linéaire et (b) en échelle semi-log.....	74
Figure IV. 5: Les paramètres extraits de la diode NU1363 extraits depuis les caractéristiques I-V.....	75
Figure IV.6: Caractéristiques électriques courant tension de la diode Schottky NU1366 pour différents diamètres à 300 K.....	76
Figure IV.7: Le tracé des paramètres extraits de la diode NU1366 depuis la caractérisation I-V	76
Figure IV.8: Caractéristiques électriques courant tension de la diode Schottky NU778 pour différents diamètres à 300 K.....	77
Figure IV.9: Le tracé des paramètres extrait de la diode NU778 depuis la caractérisation I-V.....	77
Figure IV.10: Caractéristiques électrique courant-tension de la diode Schottky NU780 pour différents diamètres 400 et 800 μ m à 300 K.....	78
Figure IV.11: Le tracé des paramètres extrait de la diode NU1366 depuis la caractérisation I-V.....	79
Figure IV.12: Tracé de variation C-V de la diode Schottky NU1363 en fonction de la fréquence à la température ambiante pour les surfaces de diamètre 500 et 600 μ m.....	80
Figure IV.13: Caractéristiques C-V de la Diode Schottky NU1366 de type p $Al_{0.29}Ga_{0.71}As$ en fonction de fréquence à la température ambiante pour les surfaces de diamètre suivent : 250, 300, 300, 400, 500 et 600 μ m.....	81
Figure IV.14: Caractéristiques C-V de la Diode Schottky NU778 de type p $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ en fonction de fréquence à la température ambiante, pour les surfaces des diamètres : 300 μ m, 500 μ m 600 μ m, 800 μ m et 1000 μ m.....	83
Figure IV.15 Caractéristiques C-V de la Diode Schottky MQW NU780 de type p $GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ en fonction de fréquence à la température ambiante pour la surface de diamètre 400, 800 et 800 μ m	84
Figure IV.16: Caractéristique de diodes Schottky NU1363 avec diamètres de 500 et 600 μ m à différentes fréquences. (a) Caractéristique G-V-f. (b) Variation de G/ω -V.....	86
Figure IV.17(a) : Caractéristique G-V-f. (b) Variation de G/ω -V de diodes Schottky NU1366 avec diamètre de 250, 300, 300, 400, 500 et 600 μ m à différentes fréquences.....	88
Figure iv 18: (a) : Caractéristique G-V-f (b) Variation de G/ω -V de diode Schottky NU778 avec défèrent diamètre 300,500, et 600 μ m à différentes fréquences.....	89
Figure iv 19: (a) : Caractéristique (G-V-f). (b) Variation de (G/ω) -V de diode Schottky NU778 avec défèrent diamètre 800 μ m et 1000 μ m à différentes fréquences.....	90
Figure IV.20: (a) : Caractéristique G-V-f. (b) Variation de G/ω -V de diode Schottky NU780 avec diamètre de 400 μ m, 800(1) et 800 μ m (4) à différentes fréquences	91
Figure IV.21: Variation de la résistance série en fonction de tension par rapport à la fréquence appliquée de la surface des diamètres de 500 et 600 μ m de la diode NU1363.....	92
Figure IV.22: Variation de la résistance série en fonction de tension par rapport à la fréquence appliquée de la surface des diamètres : 250, 300, 400, 500 et 600 μ m du Diode Schottky NU1366.....	93

Figure IV.23: Courbes R_s -V en fonction de la fréquence pour les différents diamètres de la surface des contacts Schottky 300.500.600.800 et 1000 μ m pour la diode NU778.....	95
Figure IV.24: Courbes R_s -V en fonction de la fréquence pour les différents diamètres de la surface des contacts Schottky pour la diode NU780 à T=300 K.....	96
Figure IV.25: Caractéristiques C-f-V de la Diode Schottky NU1363 de type p $Al_{0.29}Ga_{0.71}As$ à la température de 300 K pour les diamètres des contact Schottky de 500, 600 et 1000 μ m.....	97
Figure IV.26: Caractéristiques C-f-V de la Diode Schottky NU1366 de type p $Al_{0.29}Ga_{0.71}As$ à 300 K pour les diamètres des contact Schottky de 250, 300, 400, 500 et 600 μ m.....	98
Figure IV.27: Caractéristiques C-f-V de la Diode Schottky NU778 pour les diamètres 300, 500, 600, 800 et 1000 μ m, a la température ambiante	100
Figure IV.28: Caractéristiques C-f-V de la Diode Schottky NU780 de type n pour les diamètres 400 et 800 μ m, et T=300 K.....	101
Figure IV.29: Caractéristiques G-f-V de la Diode Schottky NU1363 de type p $Al_{0.29}Ga_{0.71}As$ a la température de 300 K pour les diamètres des contact Schottky de 500 et 600 μ m.....	102
Figure IV.30: Caractéristiques G-f-V de la Diode Schottky NU1366 de type p $Al_{0.29}Ga_{0.71}As$ à la température de 300 K pour les diamètres des contact Schottky de 250, 300, 400, 500 et 600 μ m.....	104
Figure IV.31: Caractéristiques G-f-V de la Diode Schottky NU778 de type n pour les diamètres 800 et 1000 μ m, à T=300 K.....	106
Figure IV.32 Caractéristiques G-f-V de la Diode Schottky NU780 pour les diamètres de 400 et 800 μ m à T=300 K.....	107
Figure IV.33: Caractéristiques R_s -f-V de la Diode Schottky NU1363 de type p, a la température de 300 K pour les diamètres des contacts Schottky de 500, 600 et 1000 μ m.	108
Figure IV.34: Caractéristiques R_s -f-V de la Diode Schottky NU1366 pour les surfaces de diamètres : 250, 300, 400,500 et 600 μ m, avec T=300 K.....	109
Figure IV.35: Caractéristiques R_s -f-V de la Diode Schottky NU778 pour les surfaces de diamètres : 300, 500, 600, 800 et 1000 μ m, avec T=300 K.....	110
Figure IV.36: Caractéristiques R_s -f-V de la Diode Schottky NU780 pour les surfaces de diamètres : 400 et 800 μ m (4), avec T=300 K.....	111
Figure IV.37: La densité d'états d'interface en fonction de tension pour les structures NU1363, NU1366, NU778 et NU780, avec différentes diamètres du contact Schottky mesuré par la méthode $C(V)_{HF-Lf}$	113
Figure IV.38: : Dépendance en tension de la distribution de densité d'état d'interface D_{it} pour les diodes Schottky NU1363, NU1366, NU778MQW, NU780MQW, à température ambiante, et pour divers diamètres de contacts Schottky, calculée par de la méthode de conductance	115
Figure IV.39: Comparaison de la distribution de la densité d'états d'interface (D_{it}) calculé par la méthode de Capacité $C(V)_{HF-Hf}$, et par la méthode de Conductance, pour NU1363 et NU1366	116
Figure IV.40: comparaison de La distribution de la densité d'états d'interface (D_{it}) calculé par la méthode de Capacité $C(V)_{LF-Hf}$, et par la méthode de Conductance, pour les diodes MQW NU778 et NU780 de type n $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$	117
Figure IV.41: D_{it} par la méthode conductance en fonction de diamètres du contact Schottky.....	118

Liste des Tableaux

Tableau I.1 : Affinité électronique de quelques semi-conducteurs.....	11
Tableau I.2 : Tableau périodique partiel.....	15
Tableau I.3 : Propriétés des principaux composés binaires III-V à 300 K.....	16
Tableau I-4 : Quelques propriétés importantes du GaAs intrinsèque à 300K.....	22
Tableau I-5 : Propriétés physiques de l'AlGaAs.....	23
Tableau I-6 : propriétés électriques de l'AlGaAs.....	24
Tableaux III.1 : Paramètre de fabrication de la diode Schottky NU1363 et NU1366.....	51
Tableaux III.2 : Paramètre de fabrication de la diode Schottky NU1363 et NU1366.....	52
Tableau IV.1 : Les paramètres des diodes utilisées : NU1363, NU1366, NU778 et NU780.....	74

Introduction Générale

Introduction générale

Lors des 40 dernières années, l'industrie de semi-conducteur a permis une véritable révolution dans le traitement de l'information grâce à une évolution technologique fulgurante [1].

Les dispositifs basés sur les structures de diode Schottky sont de plus en plus utilisés dans l'industrie des semi-conducteurs ainsi que dans les laboratoires de recherche pour la caractérisation des matériaux. Malgré une certaine connaissance des mécanismes régissant le fonctionnement de ces contacts métal/semi-conducteur, ce qui permet d'expliquer la plupart des résultats expérimentaux grâce aux travaux de MOTT, DAVYDOV, SCHOTTKY, BARDEN, COWLEY et SZE [2] [3] de nombreux détails restent encore incompris.

Effectivement, depuis les années soixante, l'objectif principal du développement de la technologie microélectronique est la poursuite de la miniaturisation des composants et des circuits, dans le but d'accroître leurs performances, d'améliorer leur rendement et de réduire leurs coûts de production de manière continue [4].

Des travaux de recherche supplémentaires doivent être déployés pour mieux comprendre et améliorer la croissance des matériaux et optimiser les structures des dispositifs afin d'améliorer les propriétés électriques et optiques.

La densité d'état d'interface de contact Schottky (ou Schottky barrier interface state density en anglais) est un sujet de recherche important en électronique des semi-conducteurs et a fait l'objet de nombreuses études expérimentales et théoriques.

La densité d'état d'interface de contact Schottky est une propriété importante qui détermine les propriétés électroniques et les performances des dispositifs à base de semi-conducteurs.

Les travaux de Mayer et Lau [5], ainsi que ceux de Chadi [6], ont posé les bases théoriques pour la compréhension de la densité d'état d'interface de contact Schottky. Waldrop a étudié l'influence des états d'interface sur les caractéristiques courant-tension des contacts métal-semi-conducteur [7]. Plus récemment, Bersukera et autres ont mis en évidence le rôle important de la densité d'état d'interface de contact Schottky dans la détermination des performances des dispositifs électroniques [8]. Dernièrement, Erbil Tanrikulu a mené une étude sur la variation de la densité d'état d'interface (D_{it}) et de la résistance série (R_s) en fonction de la tension, ainsi que leur impact sur les propriétés électriques d'une structure Schottky. Cette étude a été réalisée avec l'utilisation de deux méthodes différentes: la méthode de capacité haute-basse fréquence ($C_{LF-C_{HF}}$) et les méthodes de Hill-Coleman [9]. Et il existe également des travaux dans le même contexte, tels que: Ahmet Kürşat Bilgili [10], R. Mariappan et all [11], Chen Dong et all [12].

La structure Métal-Semi-conducteur (MS) est le dispositif unipolaire le plus simple. Il est à la base d'un grand nombre de structures plus complexes. La diode Schottky exploite l'effet redresseur que peut présenter une structure MS. L'objectif de cette thèse est de sonder à l'échelle micrométrique les propriétés électroniques telles que le courant-tension (I-V), la capacité-tension en fonction de fréquence (C-V-f) et la capacité / Conductance – Fréquence (C-f-V) en fonction de tension, ensuite l'effet des différentes dimensions de contact Schottky sur la densité d'état d'interface des contacts Schottky et la résistance série sur les diodes Schottky développées au laboratoire MBE de l'université de Nottingham (School of physics & Astronomy DLTS laboratory), et qui influent sur leurs propriétés électriques. Deux diodes Schottky de type-n Ti/Au/n-AlGaAs/n-GaAs/nAlGaAs à puits quantiques multiples MQW (NU778, NU780), sont développées par épitaxie par jet moléculaire (MBE) sur un substrat GaAs semi-isolant (100), et de type-p AlGaAs (NU1363, NU1366), est développée sur des substrats GaAs semi-isolants (311)A et (100) respectivement à l'aide d'un système Varian Gen-II MBE.

L'objectif général de ce travail est d'améliorer les connaissances sur les propriétés d'une famille de diodes Schottky à base d'AlGaAs à travers leur caractérisation électrique et la qualité de fabrication par l'extraction de la densité d'état d'interface et la résistance série. A ma connaissance peu de travaux ont été réalisés sur l'effet du contact Schottky sur les états d'interface et donc la qualité du diode Schottky, d'où l'importance du travail actuel.

Ce travail est organisé comme suit :

Le premier chapitre est consacré à la description des concepts fondamentaux des semi-conducteurs, de la structure cristalline, des propriétés du GaAs et AlGaAs,

Le deuxième chapitre présente les concepts essentiels pour la compréhension de la physique de la structure métal/semi-conducteur, et les principes de la jonction métal-semi-conducteur dont les jonctions Schottky.

Le troisième chapitre sera consacré aux techniques de caractérisation et dispositifs expérimentaux utilisés au cours de ce travail, pour les caractérisations électriques des diodes Schottky à base d'AlGaAs, une fois leur technique de fabrication décrite.

Dans le quatrième chapitre, nous exposons les résultats de caractérisations électriques des diodes Schottky. Dans un premier temps, nous examinons l'impact de la taille de la surface de contact Schottky sur les caractéristiques courant-tension (I-V). Ensuite, nous présentons l'évolution des caractéristiques capacité-tension et conduction-tension en fonction de la fréquence et du diamètre de la surface de contact Schottky. Enfin, nous étudions la caractérisation Capacité-fréquence en fonction de la tension pour chaque diamètre de surface de contact. Ensuite nous étudions l'effet de la taille de la surface de contact de diode Schottky sur la densité d'état d'interface D_{it} . Pour obtenir les densités d'état d'interface D_{it} on utilise la méthode de haute et basse fréquence et la méthode de conductance (Hill and Colman).

Finalement, ce travail se terminera par une conclusion générale en mettant en valeur les principaux résultats obtenus. ces résultats de cette recherche permettront de mieux appréhender l'effet de dimension de contact Schottky sur la D_{it} et sur la résistance série pour les diodes Schottky, et d'améliorer ainsi la conception et les performances des dispositifs électroniques basés sur ces diodes.

Chapitre I

Matériaux semi-conducteurs

I.1. Introduction

Le succès industriel des dispositifs à semi-conducteurs est en grande partie dû aux technologies de pointe qui ont été développées pour la préparation des semi-conducteurs. Les semi-conducteurs ont pris une importance considérable dans notre société. Ils sont à la base de tous les composants électroniques et optoélectroniques utilisés dans les systèmes informatiques, la télécommunication, la télévision, les voitures et les appareils électroménagers, etc... . Dans ce chapitre, nous allons explorer les semi-conducteurs, afin de comprendre les notions fondamentales relatives à ces matériaux et à leurs propriétés.

Dans tous les matériaux semi-conducteurs, les composés III-V sont d'une classe bien définie avec des propriétés qui sont des sources d'intérêt en termes de connaissances et d'applications fondamentales. Nous consacrons ce premier chapitre à une introduction des semi-conducteurs III-V, Nous présentons en détail notre étude sur les semi-conducteurs de type GaAs et AlGaAs, qui jouent un rôle essentiel dans les composants électroniques à grande vitesse des circuits hyperfréquences et des circuits intégrés logiques rapides. Le GaAs, en particulier, est utilisé comme substrat initial et/ou comme couche active dans ces dispositifs, et il peut être associé au ternaire AlGaAs.

I.2. Matériaux semi-conducteurs

Les matériaux peuvent être regroupés en trois classes: isolants, semi-conducteurs et conducteurs. La Figure I.1 montre la gamme de conductivités électriques σ (et les résistivités correspondantes $\rho = 1/\sigma$) associées à certains matériaux importants dans chacune des trois classes.

Les isolants tels que le quartz fondu et le verre ont des conductivités très faibles, de l'ordre 10^{-18} - 10^{-8} S/cm; et les conducteurs tels que l'aluminium et l'argent ont des conductivités élevées, typiquement de 10^4 à 10^6 S/cm. Les semi-conducteurs ont des conductivités entre celles des isolants et celles des conducteurs.

La conductivité d'un semi-conducteur est généralement sensible à la température, à l'éclairage, au champ magnétique et à des quantités infimes d'atomes d'impuretés (généralement, environ $1\mu\text{g}$ à 1g d'atomes d'impuretés dans 1kg de matériaux semi-conducteurs). Cette sensibilité à la conductivité fait du semi-conducteur l'un des matériaux les plus importants pour les applications électroniques [13].

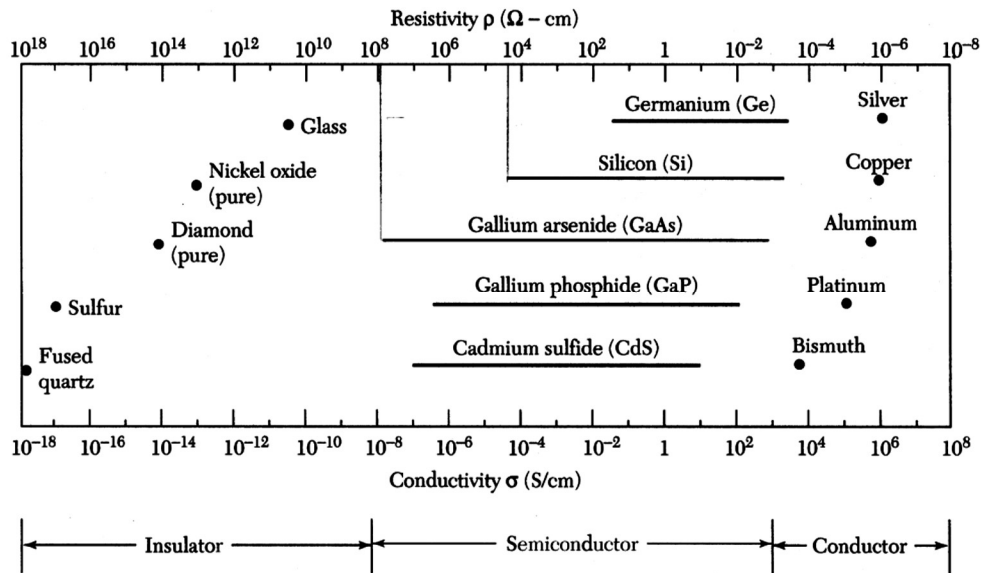


Figure I.1: Gamme typique de conductivités pour les isolants, les semi-conducteurs et les conducteurs [13].

I.2.1. Généralités sur les semi-conducteurs

Un semi-conducteur est un matériau cristallin dont les propriétés de conductivité électrique se situent entre celles des métaux et des isolants.

Il y a deux types de semi-conducteurs, intrinsèques et extrinsèques. Les semi-conducteurs intrinsèques sont complètement purs, signifiant qu'ils ont seulement un type d'élément ou un composé dans sa structure cristalline [14], et ayant un taux d'impuretés très faible (moins de 1 atome d'impureté pour 10^{13} atomes de l'élément semi-conducteur). Ils se comportent comme des isolants à très basse température et leur conductivité augmente avec la température [15].

I.2.1.1. Semi-conducteur intrinsèque

Un semi-conducteur intrinsèque est un semi-conducteur non dopé, c'est à dire qu'il contient peu d'impuretés (atomes étrangers) en comparaison avec la quantité de trous et d'électrons générés thermiquement.

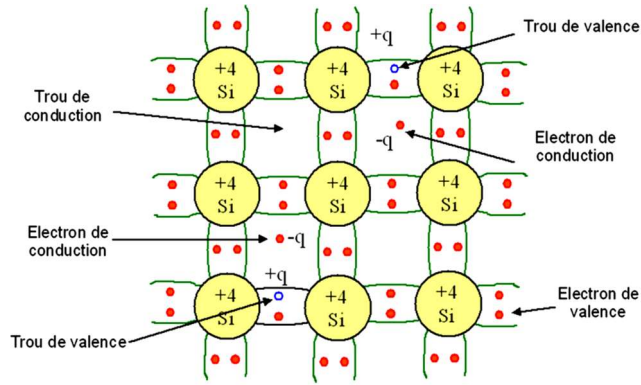


Figure I.2: Représentation schématique des liaisons électroniques pour le semi-conducteur intrinsèque (Si) [16].

Dans ce type de semi-conducteur, chaque électron dans la bande de conduction est associé à un trou dans la bande de valence. À partir de cette observation, nous pouvons en déduire que les densités d'électrons (n) et de trous (p) sont identiques pour ce type de semi-conducteur [16], soit:

$$n_i = n = p \quad (\text{I.1})$$

Où n_i la densité de porteurs intrinsèques.

En simplifiant la fonction de Fermi sous une forme exponentielle, il est possible d'obtenir les densités des porteurs lorsque le niveau de Fermi E_F est éloigné des extrema (E_v et E_c) de plus de $3kT$.

$$\left. \begin{aligned} f(E) &= \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{K_B T}\right)} \\ n &= N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_F}{K_T}\right) \\ p &= N_v \exp\left(\frac{E_v - E_F}{K_T}\right) \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.2})$$

Où N_c et N_v Les densités équivalentes (ou effectives) d'états sont en quelque sorte le nombre d'états utiles dans leur bande d'énergie respective à la température T .

En utilisant les équations ci-dessus, la densité intrinsèque peut être obtenue sous la forme suivante :

Avec

$$n_i^2 = n.p \quad (\text{I.3})$$

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_c - E_v}{2K_T}\right) \quad (\text{I.4})$$

I.2.1.2. Semi-conducteur extrinsèque

On obtient un semi-conducteur extrinsèque en introduisant intentionnellement des impuretés, par dopage de type N ou P, dans le but d'augmenter la conductivité des semi-conducteurs intrinsèques. L'introduction de porteurs libres crée une bande d'énergie supplémentaire dans la bande interdite du semi-conducteur, soit à un niveau donneur pour le dopage de type N, soit à un niveau accepteur pour le dopage de type P.

a) Semi-conducteur type P

Le semi-conducteur de type P est un type intrinsèque de semi-conducteur auquel des impuretés de type accepteur ont été ajoutées. Ces impuretés sont nommées ainsi car elles acceptent un électron de la bande de conduction afin de former une liaison avec le cristal semi-conducteur.

La densité d'électrons n est inférieure à celle des trous p , ce qui signifie que les électrons sont les porteurs minoritaires tandis que les trous sont les porteurs majoritaires.

Les densités de trous et de porteurs sont données par le dopant accepteur N_A , et elles sont proches l'une de l'autre :

$$n = \frac{ni^2}{N_A} \quad (I.5)$$

$$P = N_A \quad (I.6)$$

Le niveau de Fermi pour un semi-conducteur type P est :

$$E_{FP} = E_v + KT \ln \frac{N_v}{N_A} \quad (I.7)$$

Ainsi plus la densité d'accepteurs est élevée plus le niveau de Fermi se rapproche de la bande de valence. A la limite si $N_A = N_v$ le niveau de Fermi entre dans la bande de valence, on dit alors que le semi-conducteur est dégénéré.

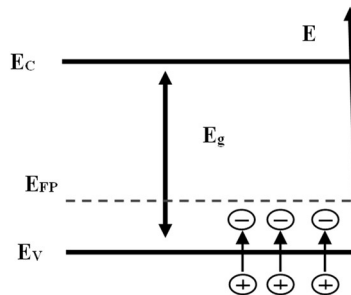


Figure I.3: Diagramme de bandes d'énergie d'un semi-conducteur type P [17].

b) Semi-conducteur type N

Le principe d'un semi-conducteur dopé type N est le même que celui du semi-conducteur dopé P, la différence réside au niveau du type de dopants. Autrement dit, les impuretés introduites sont de type donneur. Ces impuretés sont ainsi appelées parce qu'elles donnent un électron à la bande de conduction pour réaliser une liaison avec le cristal semi-conducteur.

Le semi-conducteur dopé de type N présente une densité d'électrons plus élevée, tandis que sa densité de trous est plus faible par rapport à sa configuration intrinsèque. On qualifie donc les électrons de porteurs majoritaires et les trous de porteurs minoritaires.

Par analogie avec les semi-conducteurs de type P et en notant N_D la densité de donneurs, les densités de porteurs pour un semi-conducteur de type N sont :

$$p = \frac{n_i^2}{N_D} \quad (\text{I.8})$$

$$n = N_D \quad (\text{I.9})$$

Le niveau de Fermi pour un semi-conducteur type N est alors :

$$E_{FN} = E_c - KT \ln \frac{N_c}{N_D} \quad (\text{I.10})$$

Plus la densité de donneurs est élevée, plus le niveau de Fermi se rapproche de la bande de conduction. À la limite, lorsque la densité de donneurs (N_D) est égale à la densité d'états dans la bande de conduction (N_C), le niveau de Fermi pénètre dans la bande de conduction, ce qui indique que le semi-conducteur est dégénéré.

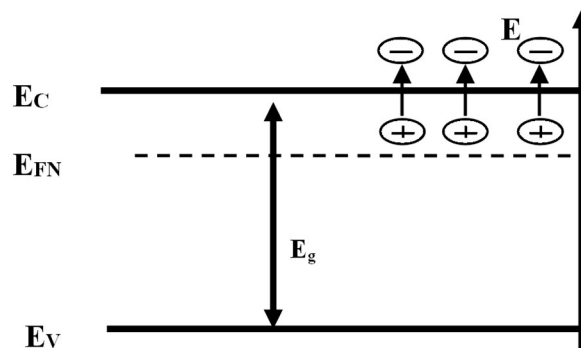


Figure I.4: Diagramme de bandes d'énergie d'un semi-conducteur type N [17].

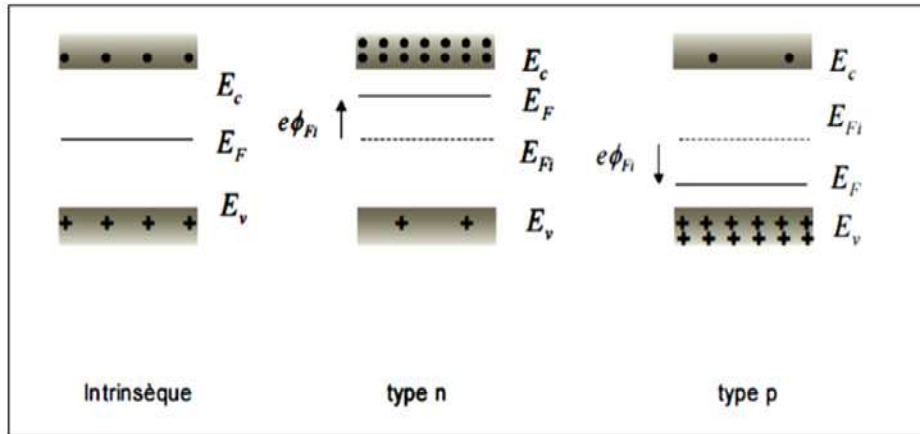


Figure I.5: Position du niveau Fermi dans les différents types de semi-conducteurs.

I.2.2. Travail de sortie

Appelé aussi travail d'extraction, l'énergie minimum qu'il faut fournir pour extraire un électron du métal au niveau du vide (E_{Vide}). Cette énergie dépend de la nature du métal, et est définie comme la différence entre le niveau de vide E_{vide} et le niveau de Fermi E_F , et on le note $q\phi_m$ pour les métaux et $q\phi_s$ pour les semi-conducteurs.

Selon la Figure I.6, le travail de sortie est donc :

$$q\phi = E_{Vide} - E_F \quad (\text{I.11})$$

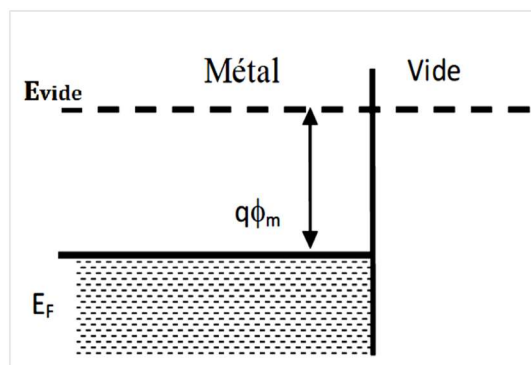


Figure I.6: Diagramme des bandes d'énergie montrant le travail de sortie [18].

Le travail de sortie des métaux est compris entre 4–6 eV comme le montrent la Figure 1.7.

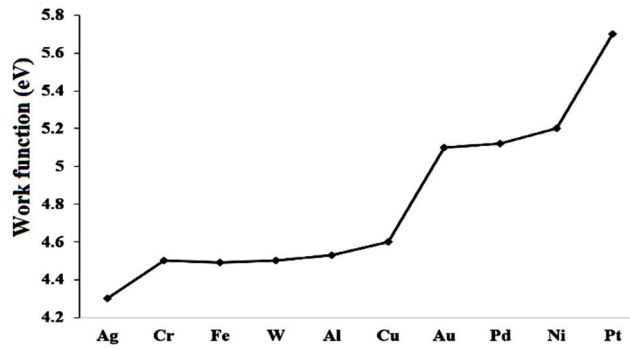


Figure I.7: La fonction de travail des différents métaux [19].

Il est à noter que pour un semi-conducteur le travail de sortie est en fonction du matériau et du dopage (puisque le niveau de Fermi est fonction du dopage).

I.2.3. Affinité électronique χ

L'affinité électronique est une constante pour les matériaux semi-conducteurs, et elle correspond à la variation d'énergie subie par un atome neutre lorsqu'un électron lui est ajouté. Elle est définie comme la différence d'énergie entre le niveau de vide (N_V) et la bande de conduction, et son unité est (eV) [20].

L'affinité électronique est donnée par : $q\chi_{sc} = E_{vide} - E_C$

Le tableau I.1 donne les affinités électroniques de quelques semi-conducteurs.

Semi-conducteur	Si	Ge	4H-SiC	GaAs	GaP	InP	CdTe	Diamand
$q\chi$ (ev)	4.01	4.00	3.30	4.07	4.30	4.38	4.22	2.7

Tableau I.1 : Affinité électronique de quelques semi-conducteurs

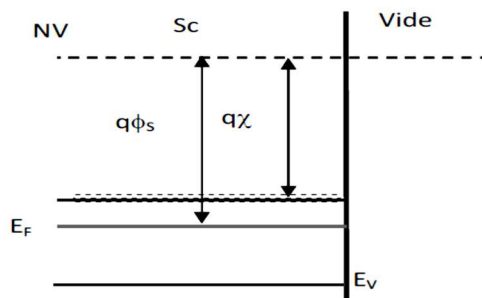


Figure I.8: Diagramme des bandes d'énergie d'un semi-conducteur incluant le travail de sortie et l'affinité électronique [18].

I.2.4. Semi-conducteurs directs et indirects :

Les comportements "directs" et "indirects" méritent une mention spéciale en raison de leur importance significative. La figure I.9 représente schématiquement les aspects critiques des structures de bandes d'énergie pour ces deux types de semi-conducteurs. Dans les semi-conducteurs indirects, l'énergie minimale de la bande de conduction évolue différemment de l'énergie maximale de la bande de valence. Les électrons se déplacent rapidement vers l'énergie minimale de la bande de conduction, tandis que les trous se déplacent également rapidement vers l'énergie maximale de la bande de valence. Par conséquent, dans un semi-conducteur indirect, les électrons et les trous ne suivent généralement pas la même dynamique, contrairement à un matériau direct où ces quantités de mouvement sont égales. Ces différences ont des répercussions sur la durée de vie des porteurs minoritaires et les propriétés optiques des semi-conducteurs [21].

Lorsque la bande de valence et la bande de conduction coïncident en vecteur d'onde k , le semi-conducteur présente une bande interdite directe. En revanche, lorsque la bande de valence et la bande de conduction ont des vecteurs d'onde k différents, le semi-conducteur possède une bande interdite indirecte.

Le vecteur d'onde k représente la différence de dynamique. Afin d'exciter un électron de la bande de valence à la bande de conduction dans un semi-conducteur à bande interdite indirecte, en plus d'un photon, un phonon est nécessaire. Le phonon correspond à une vibration dans le réseau cristallin. Lorsque le photon est absorbé, le phonon transmet son mouvement à l'électron. Par conséquent, pour des applications optoélectroniques, un semi-conducteur à bande interdite directe est généralement préféré. Par exemple, le silicium est un semi-conducteur à bande interdite indirecte, tandis que l'arséniure de gallium et le nitrure d'indium gallium sont des exemples de semi-conducteurs à bande interdite directe [22].

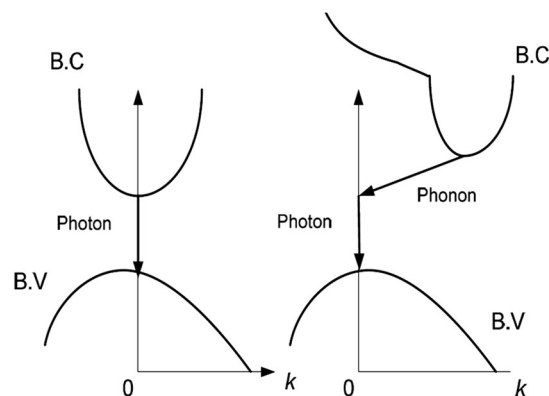


Figure I.9: Différence entre une bande interdite directe et indirecte d'un semi-conducteur [23].

I.2.5. Génération – Recombinaison

Lorsqu'il y a un excès d'électrons libres et de trous libres dans la bande de conduction et dans la bande de valence par rapport aux concentrations d'équilibre thermique, plusieurs processus interviennent pour ramener le système à son état d'équilibre. Ces processus sont exprimés dans les équations de conservation par les termes G et R , qui représentent respectivement la création (génération) et la disparition (recombinaison) des porteurs dans un semi-conducteur [24].

Une équation importante pour les considérations suivantes est l'équation de continuité, dans sa forme générale pour la concentration d'un certain type de particule i ;

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = G_i(x) - R_i(x) - \text{div } j_i(x) \quad (1.14)$$

Cette relation exprime que la densité des particules n_i de type i dans un élément de volume à l'emplacement x augmente avec le temps lorsque ces particules sont produites à un taux G_i . Elle diminue lorsque les particules à l'emplacement x sont annihilées au taux R_i ou lorsqu'elles s'échappent de l'élément de volume à l'emplacement x . Cela est dû au fait que la densité de courant des particules j_i circulant vers la droite est supérieure à celle circulant vers la gauche, ce qui est exprimé par $\text{div } j_i > 0$ [25].

I.2.5.1. Génération

Les électrons et les trous sont produits par divers procédés capables de fournir au moins l'énergie minimale de génération \mathcal{E}_G nécessaire pour former une paire électron-trou. Ces procédés incluent l'ionisation par impact, où un électron (ou un trou) doté d'une énergie cinétique suffisante percute un électron lié dans la bande de valence, le libérant de son état lié et le propulsant vers la bande de conduction, créant ainsi un électron et un trou. Ce même processus peut également être réalisé en excitant un électron de la bande de valence vers la bande de conduction à l'aide de vibrations du réseau cristallin qui fournissent l'énergie nécessaire, ou par l'absorption d'un photon. En présence d'impuretés qui génèrent des états d'énergie dans la plage d'énergie interdite, l'excitation peut se produire en plusieurs étapes et l'énergie minimale de génération \mathcal{E}_G peut être fournie par des phonons ou même des photons, en fractions plus petites [25].

I.2.5.2. Recombinaison

Les électrons en mouvement à travers le cristal ont tendance à se recombiner avec les trous, ce qui entraîne la disparition des paires électron-trou (EHP). Ce phénomène, appelé recombinaison, se produit à une vitesse proportionnelle au nombre de trous et d'électrons libres présents. Lorsque la recombinaison se produit, l'électron et le trou ne sont plus des porteurs libres. Au cours de ce processus, l'électron passe à un état d'énergie inférieur en libérant un quantum d'énergie équivalent à la différence entre son état initial et final [26]. Cette énergie peut être classée en trois catégories : la recombinaison radiative, où un photon (de lumière) est émis, la recombinaison non radiative, où un phonon (de chaleur) est émis, et la recombinaison Auger, où un transfert d'énergie cinétique se produit vers un autre électron libre ou trou [14].

La recombinaison peut être caractérisée comme suit :

- ❖ • Recombinaison directe (de bande à bande)
- ❖ • Recombinaison indirecte (de bande aux impuretés, avec l'aide de pièges)
- ❖ • Recombinaison Auger
- ❖ • Recombinaison de surface

Ces processus sont présentés dans la Figure I.10.

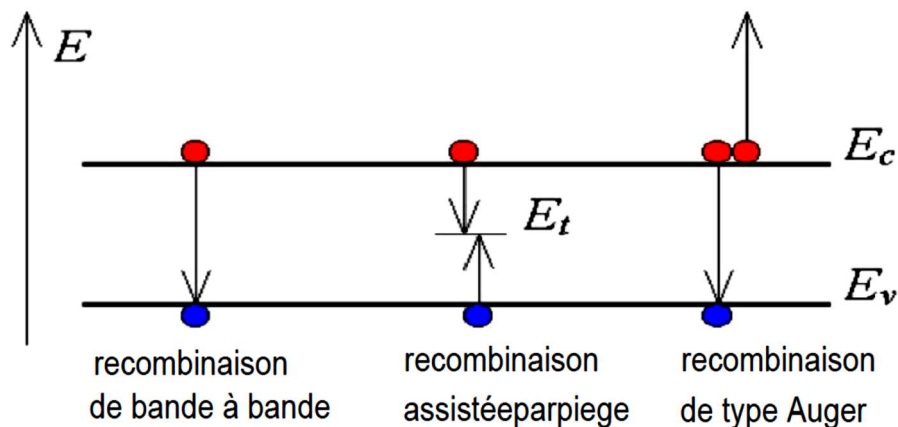


Figure I.10 : Types de recombinaison [14].

I.2.6. Éléments semi-conducteurs

L'étude des matériaux semi-conducteurs a commencé au début du XIXe siècle¹. Au fil des ans, de nombreux semi-conducteurs ont été étudiés. Le tableau I-2 montre une partie du tableau périodique relative aux semi-conducteurs. Les éléments semi-conducteurs, ceux composés d'une seule espèce d'atomes, tels que le silicium (Si) et le germanium (Ge), se trouvent dans la colonne IV. Au début des années 1950, le germanium était le principal matériau semi-conducteur.

		III	IV	V	VI
		5 B Bore	6 C Carbone	7 N Azote	8 O Oxygène
		13 Al Aluminium	14 Si Silicium	15 P Phosphore	16 S Soufre
30 Zn Zinc	31 Ga Gallium	32 Ge Germanium	33 As Arsenic	34 Se Sélénium	
48 Cd Cadmium	49 In Indium	50 Sn Étain	51 Sb Antimoine	52 Te Tellure	
80 Hg Mercure	81 Tl Thallium	82 Pb Plomb	83 Bi Bismuth	84 Po Polonium	

Tableau I.2: Tableau périodique partiel.

I.3. Semi-conducteurs composés

Ces dernières années, un certain nombre de semi-conducteurs composés ont trouvé des applications pour divers dispositifs. Un semi-conducteur composé binaire est une combinaison de deux éléments du tableau périodique. Par exemple, l'arséniure de gallium (GaAs) est un composé III-V qui est une combinaison de gallium (Ga) de la colonne III et d'arsenic (As) de la colonne V.

En plus des composés binaires, des composés ternaires et des composés quaternaires sont fabriqués pour des applications spéciales. Le semi-conducteur allié $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, qui présente Al et Ga de la colonne III et As de la colonne V, est un exemple de composé ternaire, tandis que des composés quaternaires de la forme $\text{A}_x\text{B}_1\text{C}_y\text{D}_{1-y}$ peuvent être obtenus à partir d'une combinaison de nombreux semi-conducteurs composés binaires et ternaires. Par exemple, GaP, InP, InAs, plus GaAs peuvent être combinés pour produire le semi-conducteur allié $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$. Par rapport aux semi-conducteurs élémentaires, la préparation de semi-conducteurs composés sous forme monocristalline implique généralement des processus beaucoup plus complexes. [13]

I.3.1. Les composés binaires

L'étude particulière des propriétés de la structure de bandes des composés binaires, révèle que des composés avec une large bande interdite indirecte engendré par les éléments plus légers, où la masse effective des électrons est élevée.

Les composés contenant de l'Aluminium, de l'Azote, ou de Bore appartiennent à cette catégorie, mais ils présentent généralement peu d'intérêt pour l'électronique rapide[16]. Cette dernière requiert des semi-conducteurs dotés d'une forte mobilité des porteurs ou pour l'optoélectronique, pour obtenir des transitions optiques efficaces une structure de bande directe est nécessaire [17]. En revanche, les éléments plus lourds tels que le Thallium ou le Bismuth permettent de créer des composés basés sur le Galium (GaAs, GaSb) ou l'Indium (InP, InAs, InSb) qui présentent les propriétés les plus intéressantes.

Le tableau I-3 résume quelques paramètres pour différents matériaux de la famille III-V.

Composé III-V	Eg (ev)	m^* / m^0	μ (cm ² /VS)	a (Å°)
BN	7,5	-	-	3,6150
AlP	2,45	-	-	5,4510
AlAs	2,16	-	-	5,6605
AlSb	1,58	0,12	200	6,1355
BP	2,0	-	-	4,5380
GaN	3,36	0,19	380	a=3,189 b=5,185
GaP	2,26	0,82	110	5,4512
GaAs	1,42	0,067	8500	5,6533
GaSb	0,72	0,042	5000	6,0959
InP	1,35	0,077	4600	5,8686
InAs	0,36	0,023	33000	6,0584
InSp	0,17	0,0145	80000	6,4794

Tableau I.3 : Propriétés des principaux composés binaires III-V à 300 K [20] [27].

I.3.2. Les composés ternaires et quaternaires

La possibilité de réaliser des alliages par substitution partielle de l'un des éléments par un autre élément de la même colonne, donne un grand intérêt pratique des semi-conducteurs III-V.

On sait par exemple obtenir des alliages ternaires, ou quaternaires qui sont identifiés de la façon suivante :

- ❖ **Ternaires** : S'il y a substitution de 2 atomes sur l'un des sous réseaux, soit $A_xA_{1-x}B$.
Exemple : $Al_xGa_{1-x}As$, $Al_xGa_{1-x}Sb$, $InAs_{1-x}Px$, $GaAs_xSb_{1-x}$, InP_xSb_{1-x} et $GaxIn(1-x)P$;
lorsque la composition exacte compte peu, on écrit tout court $GaInP$.
- ❖ **Quaternaires 1+3** : S'il y a substitution de 3 atomes sur des sous réseaux soit: $A_xA_yA_{1-x-y}B$. Exemple $GaxInyAl(1-x-y)As$.
- ❖ **Quaternaires 3+1**: S'il y a substitution de trois atomes de la colonne III et un atome de la colonne V (quaternaire triangulaire). $A_{III}x B_{III}y C_{III}1-x-yD_V$. Exemple: $Al_xGayIn_{1-x-y}Sb$.
- ❖ **Quaternaires 2+2** : S'il y a substitution de 2 atomes sur chacun des deux sous réseaux, soit $A_xA_{1-x}ByB_{1-y}$. Exemple: $GaxIn_{1-x}As_yP_{1-y}/InP$, $GaxIn_{1-x}As_yP_{1-y}/GaAs$ et $GaxIn_{1-x}As_yP_{1-y}/ZnSe$.

La plupart des solutions solides ainsi réalisées sont complètes, la loi de Vegard (relation linéaire entre le paramètre de réseau et la composition) est approximativement suivie, et on observe une évolution graduelle et régulière des propriétés (dont la bande interdite et les paramètres cristallins) en fonction du taux de substitution [28].

I.4. Propriétés générales de l'arséniure de gallium (GaAs)

De nombreux semi-conducteurs composés présentent des propriétés électriques et optiques différentes de celles du silicium. Ces semi-conducteurs, notamment le GaAs, sont utilisés principalement pour des applications électroniques et photoniques à grande vitesse. Bien que nous ne connaissions pas autant la technologie des semi-conducteurs composés que celle du silicium, les progrès de la technologie du silicium ont également contribué aux progrès de la technologie des semi-conducteurs composés [13].

I.4.1. Applications

Selon une étude publiée par Strategy Analytics, le marché mondial des circuits GaAs dépasse les 7 milliards de dollars. Les applications en communication sans fil représentent 80% de toutes les applications, grâce aux performances supérieures des transistors bipolaires à hétérojonctions à base de GaAs. Ces transistors sont essentiels pour les récepteurs et émetteurs WiFi haut de gamme, garantissant des débits plus élevés. Les 20% restants sont répartis entre des applications militaires, automobiles, de communication (full duplex) et électroniques grand public.

Les amplificateurs transimpédance en réception, basés sur le GaAs, sont principalement utilisés dans la distribution de canaux de télévision par câble. Les circuits à base de GaAs constituent également les éléments principaux des radars, permettant la réalisation de modules d'émission et de réception, et les GaAs MMIC sont utilisés dans les satellites [29]. De plus, la modulation du transport des électrons dans un transistor à effet de champ à grille Schottky de type MESFET (Metal semi-conducteur field-effect transistor) est très rapide. Ces transistors sont principalement utilisés dans les circuits hyperfréquences, exploités jusqu'à environ 1 THz [30].

Des alliages à base de GaAs sont également utilisés pour fabriquer des diodes électroluminescentes (LED). Ces LED ont de nombreux avantages, produisant plus de lumière par watt que les ampoules à incandescence. Elles s'allument instantanément, et les indicateurs typiques LED atteignent leur pleine luminosité en quelques microsecondes.

Les alliages à base de GaAs sont également utilisés pour fabriquer des diodes laser (LD) émettant des longueurs d'onde variant entre 780nm (GaAlAs) et 1600nm (InGaAsP). Les diodes lasers se distinguent des LED par l'utilisation de miroirs de cavité, ce qui leur confère une émission modale géométrique et spectrale. Ces LED sont utilisées dans une large gamme d'applications, y compris la lecture des CD et DVD, ainsi que dans les lecteurs de code-barres fixes pour faciliter la détection des barres et assurer un service rapide [31].

Ces exemples d'applications du GaAs montrent que ce semi-conducteur est présent dans la plupart des domaines d'application. Les excellentes performances de ces dispositifs ont un impact sur notre vie quotidienne à différents niveaux, tels que les transports, les télécommunications, le domaine médical, l'environnement, etc. Le GaAs est largement intégré dans des appareils tels que les lasers, les détecteurs infrarouges, les radars, les avions de combat, les satellites, et bien d'autres.

I.4.2. Structure en cristal

Dans les applications informatiques et de télécommunications modernes, les semi-conducteurs les plus importants pour les dispositifs à grande vitesse sont le silicium et l'arséniure de gallium. La disponibilité du silicium, son faible coût et sa technologie de pointe en font un produit populaire. Mais les composés semi-conducteurs III-V ont certains avantages de vitesse par rapport au silicium dans leurs mobilités de porteurs plus élevées et donc des vitesses de porteurs efficaces plus élevées. Parmi eux, GaAs est le plus connu et le plus étudié. Il a été produit pour la première fois par Goldschmidt dans les années 1920, mais ses propriétés sont restées inexplorées jusqu'en 1952 [32].

GaAs est cristallisé dans une structure de sphalérite cubique (mélange de zinc) [33]. Il se compose de deux réseaux cubiques à faces centrées de Ga et As, qui sont mutuellement pénétrés et décalés l'un par rapport à l'autre d'un quart de la diagonale du corps, comme le montre la figure I.11.

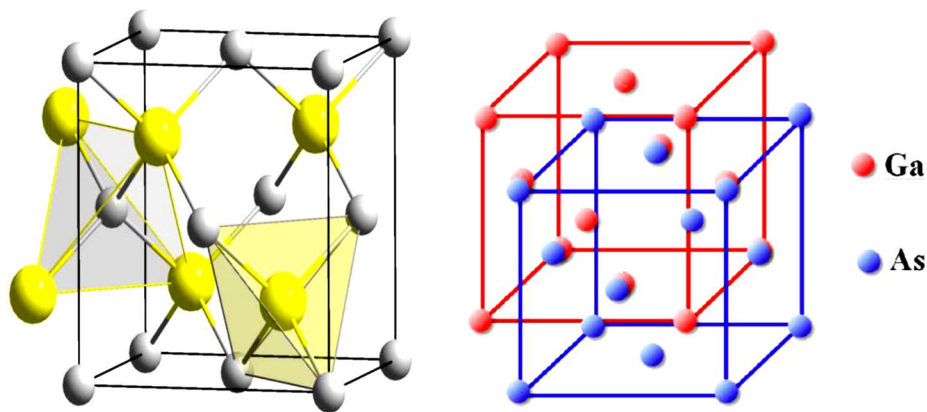


Figure I.11: Mailles cristallographiques de structure zinc et de l'arséniure de gallium.

Les propriétés cristallines le long des différents plans sont différentes (anisotropes) et les caractéristiques électriques dépendent de l'orientation d'un cristal, ce qui donne de l'importance à l'orientation du dépôt et aux plans de l'interface. Une méthode pratique pour définir les plans dans un cristal consiste à utiliser les indices de Miller.

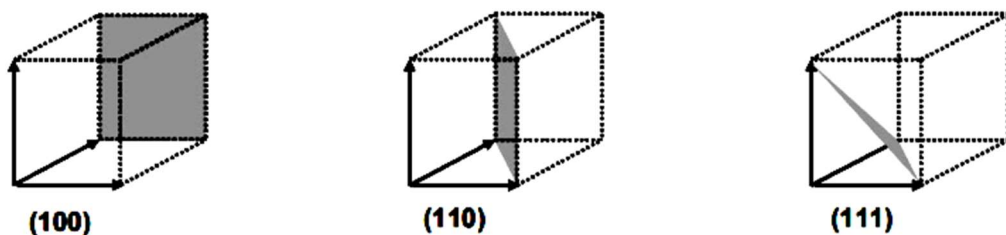


Figure I.12 : Trois plans dans un réseau de Bravais cubique simple.

Si l'on prend comme exemple la famille $\{111\}$ pour GaAs, qui contient huit plans, quatre plans ne contenant que des atomes de gallium, ils sont symbolisés par la lettre "A" [i.e. (111)A]. Les quatre autres plans sont entièrement composés d'atomes d'arsenic et symbolisés par la lettre « B » [c.-à-d. (111)B]. Ces plans sont situés alternativement le long de la direction $[111]$ (Figure.I.13).

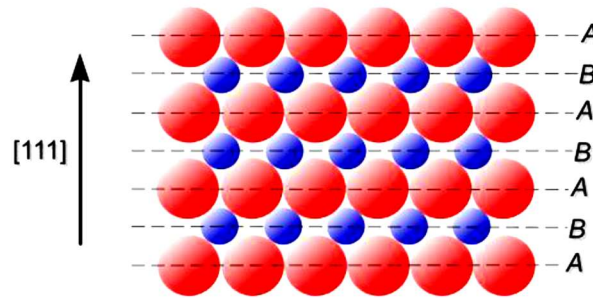


Figure I.13: La représentation schématique de la structure de l'arséniure de gallium montre la différence entre les plans (111B) et (111A) (respectivement -A- et -B-).

L'importance de ces plans apparaît lorsque le cristal est gravé chimiquement, soumis à l'implantation ionique ou recouvert d'une couche diélectrique passivant. Ils peuvent affecter même le type de dopage [34] [35].

I.4.3. La structure des bandes d'énergie

Les bandes d'énergie déterminent les états d'énergie possibles des électrons en fonction de leur vecteur d'onde. Elles sont représentées dans un espace réciproque et, pour simplifier, dans les directions de plus haute symétrie de la première zone de Brillouin mentionnée précédemment. Ces bandes sont divisées en bandes de valence et de conduction. (Figure I-14). Les propriétés de transport du semi-conducteur sont principalement déterminées par la bande interdite, la bande de conduction la plus basse et la bande de valence la plus élevée, que nous examinerons plus tard. Tous les composés III-V considérés ont la même allure générale, qui ont une structure de bande directe, c'est-à-dire que le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction se situent au centre de la zone de Brillouin, en $k=0$. Le minimum central de la bande de conduction correspond à des électrons de faible masse effective, ce qui les rend très mobiles. La physique des semi-conducteurs III-V en est un exemple.

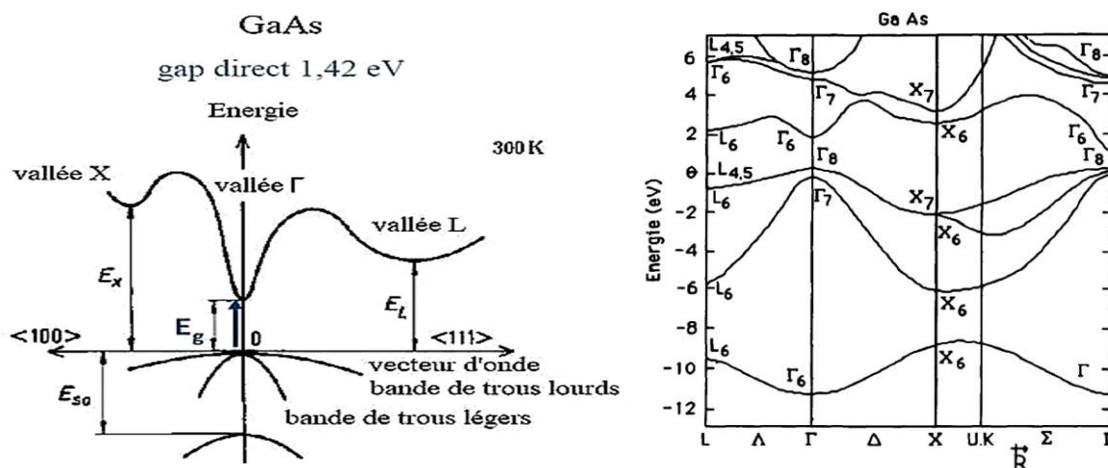


Figure I.14: Structure de bande de GaAs à 300°K [36].

I.4.4. Propriétés électriques

De plus, GaAs possède une mobilité de porteur plus élevée que Si et est de préférence utilisé dans les dispositifs haute fréquence [33] - [37]. La résistivité de GaAs est très élevée ($\sim 10^8 \Omega cm$) par rapport à Si ($6,4 \times 10^2 \Omega cm$) [38] [39], ce qui le rend plus approprié pour être utilisé comme substrat semi-isolant pour les circuits intégrés.

De plus, du fait que la bande interdite de GaAs est supérieure à celle de Si, les dispositifs GaAs sont plus fiables pour fonctionner à des températures plus élevées que les dispositifs Si. Outre les propriétés sélectionnées mentionnées ci-dessus, certaines autres propriétés importantes du GaAs intrinsèque à température ambiante (300 ° K) sont données dans le tableau I-4.

Propriété	Valeur
Structure cristalline	Zinc blende
Paramètre de mille	5.65Å°
Densité	5.32g/cm ³
Densité atomique	4.5x10 ⁻²² atomes/cm ³
Masse molaire	144.64g
Coefficient d'expansion thermique	5.8x10 ⁻⁶ k ⁻¹
Chaleur spécifique	0.327 j/g.k
Constante diélectrique	12.85 F.m ⁻¹
Mobilité des électrons (non dopé)	8500 cm ² /v.s
Mobilité des trous (non dopé)	400 cm ² /v.s
Point de fusion	1238 °c

Tableau I-4 : Quelques propriétés importantes du GaAs intrinsèque à 300K [40] [41].

I.5. Propriétés générales de L'aluminium arséniure de gallium $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

L'aluminium arséniure de gallium ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) est un matériau semi-conducteur qui présente une constante de réseau presque identique à celle de l'arséniure de gallium, mais possède une bande interdite plus large. Le paramètre "x" dans la formule représente un nombre compris entre 0 et 1, qui indique le degré d'alliage entre l'arséniure de gallium et l'arséniure d'aluminium.

L'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est une solution solide formée par la combinaison du GaAs et de l'AlAs, comme illustré dans la figure I.15. Les propriétés physiques de cet alliage peuvent être déterminées en combinant les paramètres des composants individuels, à savoir le GaAs et l'AlAs. Ces deux matériaux partagent une structure cristalline identique et présentent des propriétés physiques similaires, qui se rapprochent davantage à une température d'environ 900°C [42].

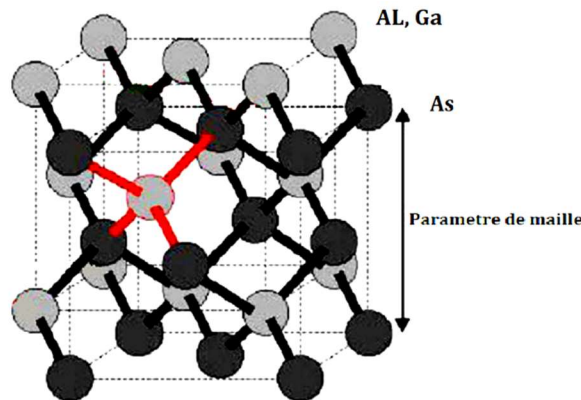


Figure I.15 : Structure du GaAs, elle se compose de deux sous réseaux cubiques à faces centrées, décalés d'un quart de la grande diagonale du cube, et occupés l'un par l'anion (As), et l'autre par le cation (Al,Ga) [43].

La nature de la transition énergétique de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ change selon le taux d'aluminium x , avec $0 < x < 1$. Lorsque la fraction d'aluminium est inférieure à 0.45, la transition de l'alliage est similaire à celle du GaAs, caractérisée par une transition directe. Cependant, lorsque le taux d'aluminium dépasse 0.45, la transition devient indirecte. Les différents paramètres physiques de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sont déterminés en fonction de la fraction x d'aluminium.

À la température ambiante l'affinité électronique χ s'écrit [44]:

$$\chi = \begin{cases} 4.07 - 1.10x, & 0 < x < 0.45 \\ 3.64 - 0.14x, & 0.45 < x < 1 \end{cases} \quad (1.15)$$

Pour que deux matériaux créent une bonne hétérojonction, leurs paramètres de maille doivent être aussi similaires que possible. Le matériau $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est particulièrement fascinant en

raison de ses altérations de structure de bande lorsque (x) passe de 0 à 1, représentant le passage de GaAs à AlAs. La structure de bande évolue d'une bande interdite à gap direct de 1.43 eV à une bande interdite à gap indirect de 2.16 eV. La constante de maille est également altérée, passant de 5,653 Å à 5,661 Å, soit une modification inférieure à 0,2 %. En conséquence, il est possible de déposer toutes les compositions sur le GaAs avec un accord de maille approprié.

On peut donner les bandes d'énergies et la constante de maille en fonction de la composition (x) par [24]:

$$\text{Bande interdite (eV)} \quad E_g = 1.424 + 1.155x + 0.37x^2 \quad (\text{I-16})$$

$$\text{Constante de maille (Å)} \quad a = 5.6533 + 0.0078x \quad (\text{I-17})$$

$$\text{Discontinuité de } E_c \text{ (eV)} \quad \Delta E_c = \begin{cases} 0.67x + 0.27x^2 & x < 0.45 \\ 0.475 - 0.31x & 0.45 < x < 1 \end{cases} \quad (\text{I-18})$$

$$\text{Discontinuité de } E_v \text{ (eV)} \quad \Delta E_v = \begin{cases} 0.413x + 0.166x^2 & x < 0.45 \\ 0.413 - 0.166x & 0.45 < x < 1 \end{cases} \quad (\text{I-19})$$

I.5.1. Propriétés physiques

Les propriétés physiques de l'AlGaAs sont présentées dans le tableau ci-dessous:

Bande de gap	1.42 – 2.16 eV
Type de bande de gap	Directe quand $x < 0.4$
Structure cristalline	Zinc Blend

Tableau I-5: Propriétés physiques de l'AlGaAs [45].

I.5.2. Propriétés électriques

Le tableau ci-dessous présente les propriétés électriques de l'AlGaAs:

Concentration de transporteur intrinsèque	x=0.1	$2.1 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$
	x=0.3	$2.1 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$
	x=0.5	$2.5 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-3}$
	x=0.8	$4.3 \cdot 10^1 \text{ cm}^{-3}$
Mobilité des électrons	02 $\text{V}^{-1} \text{ s}^{-1}$	
	0.452 $\text{V}^{-1} \text{ s}^{-1}$	
Mobilité des trous	370 - 970x+740x2 $\text{cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$	
Coefficient de diffusion des électrons	02/s	
	0.452/s	
Coefficient de diffusion des trous	9.2-24x+18.5x2 cm^2/s	
Résistivité	x =02/s	
	0.452/s	

Tableau I-6 : propriétés électriques de l'AlGaAs [45].

I.5.3. Caractéristique de la structure de bande d'énergie de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

Tout le paramètre physique relatif à l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ qui est une solution solide de GaAs et de AlAs, peut être obtenu par la combinaison des deux paramètres de GaAs et à AlAs.

Le diagramme des bandes d'énergie du GaAs et du AlAs est présenté à la figure I.16.

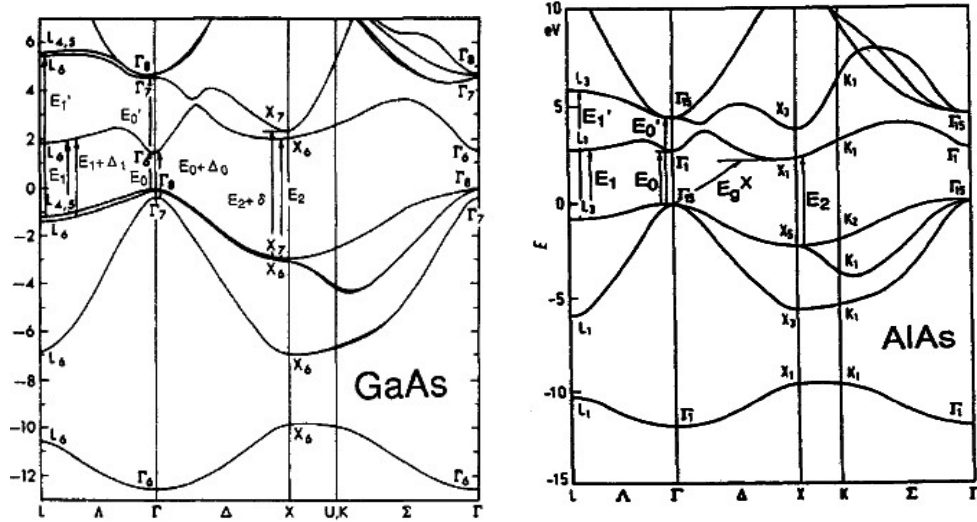


Figure I.16 : Structure de bande d'énergie pour le GaAs et le AlAs à 300K [13].

À la température ambiante (300 K), le minimum de bande de conduction se trouve soit en vallée Γ quand x est inférieur à 0.45 (gap direct), ou en vallée X quand x est supérieur à 0.45 (gap indirect) (voir figure I.15).

Les différents paramètres physiques du $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sont donnés en fonction de x . À température ambiante, l'affinité électronique χ s'écrit [44]:

$$\chi = 4,07 - 1,1 \times x \quad \text{pour } x < 0,45 \quad \text{et} \quad \chi = 3,64 - 0,14 \times x \quad \text{pour } 0,45 < x < 1$$

L'énergie entre les différentes vallées de la bande de conduction et le haut de la vallée Γ de la bande de valence et les différentes valeurs de l'énergie de la bande interdite E_g en fonction de x , sont données en eV par [44] :

$$E_g = 1,424 + 1,247 \times x \quad \text{Pour } 0 < x < 0,45$$

$$\text{et } E_g = 1,9 + 0,125 \times x + 0,143 \times x^2 \quad \text{pour } 0,45 < x < 1$$

$$E_{\Gamma-\Gamma} = 1.424 + 1.155 \times x + 0.37 \times x^2$$

$$E_{X-\Gamma} = 1.9 + 0.124 \times x + 0.144 \times x^2$$

$$E_{L-\Gamma} = 1.71 + 0.69 \times x$$

Dans ces équations, X et L de la bande de conduction et la vallée Γ de la bande de valence $E_{\Gamma-\Gamma}$, $E_{X-\Gamma}$, $E_{L-\Gamma}$ font référence respectivement de la différence d'énergie entre les vallées Γ .

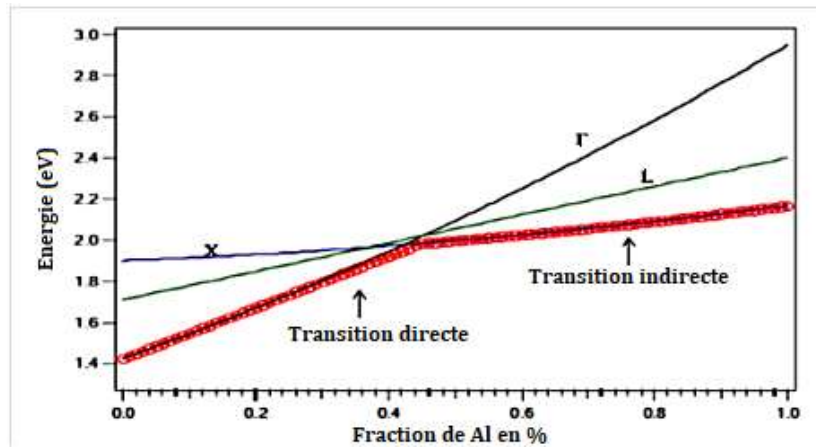


Figure I.17 : Evolution de l'énergie de différentes vallées de la bande de conduction par rapport au point Γ de la bande de valence en fonction du taux d'aluminium. [44].

I.6. Les Défauts de l'AlGaAs structurales électriques

On distingue différents types de défauts, et il est communément défini par soit manque, soit insuffisance de quelque chose, soit absence, ou bien imperfection, ou difformité.

I.6.1. Défauts ponctuels

Les défauts ponctuels sont des imperfections localisées à un seul nœud du réseau cristallin. Ils sont de dimension 0, ce qui signifie que leur taille est extrêmement petite par rapport aux dimensions globales du cristal. Il existe plusieurs types de défauts ponctuels.

Il existe différents types de défauts ponctuels, qui peuvent être classés [46] :

a. Lacune ponctuelle: est un site du réseau ne contenant aucun motif, aucun atome (vide).

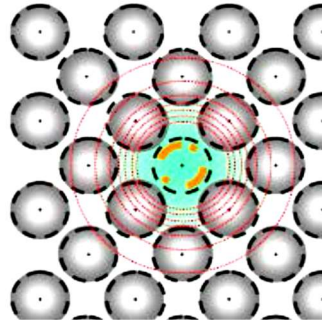


Figure I.18 : représentation de la lacune ponctuelle.

b. L'atome interstitiel : l'atome étranger s'insère dans les espaces vides du réseau. La taille de l'atome étranger est en général inférieure à celle de l'atome de réseau.

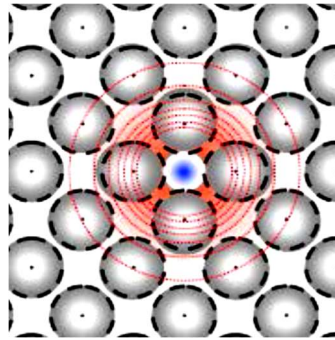


Figure I.19 : Représentation d'atome étranger en insertion.

c. L'atome de substitution: la position régulière d'un atome occupée par un atome étranger est en général de même taille que celle de l'atome du réseau.

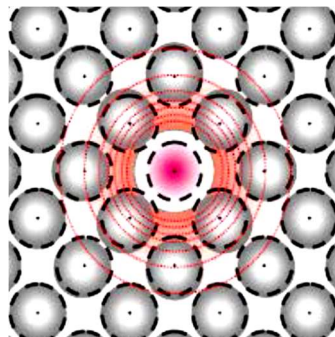


Figure I.20 : Représentation d'atome étranger en substitution.

d-Association des défauts : Dans les cristaux ordonnés, on peut avoir :

L'association de lacunes de deux ou plusieurs éléments différents, c'est un défaut de SCHOTTKY.

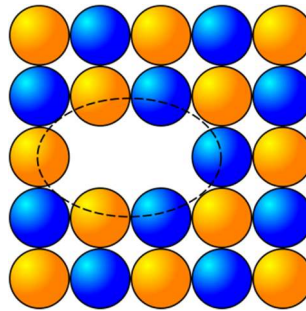


Figure I.21 : Défaut de Schottky dans la structure cristalline.

L'association d'un atome auto-interstitiel et d'une lacune du même élément, c'est un défaut de FRENKEL.

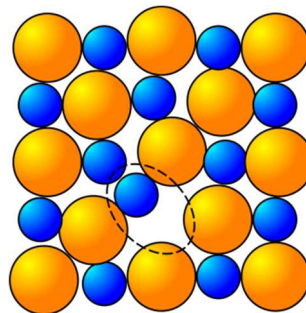


Figure I.22: Défaut de Frenkel.

I.6.2. Défauts linéaires

Les défauts linéaires, également connus sous le nom de "dislocations", sont des défauts de dimension 1, ce qui signifie que leur largeur est considérablement inférieure aux dimensions du cristal. Ces défauts jouent un rôle crucial dans la déformation élastique.

Les dislocations sont formées lorsque des parties du cristal glissent le long d'un plan, appelé plan de glissement. La ligne de dislocation représente la frontière entre la partie du cristal qui a glissé et celle qui est restée immobile. Le vecteur de glissement, appelé vecteur de Burgers, caractérise la dislocation. Il existe différents types de défauts linéaires qui peuvent être distingués

I.6.2.1. Dislocation coin

Le déplacement est perpendiculaire à la ligne de dislocation AA

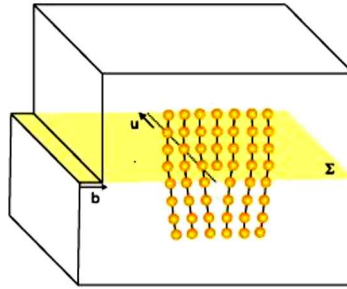


Figure I.23 : dislocation coin [47].

Une façon simple de générer une dislocation coin consiste à insérer ou retirer un demi-plan d'atomes supplémentaire dans le réseau. La ligne de dislocation correspond au bord de ce demi-plan supplémentaire [47].

I.6.2.2. Dislocation vis

Le déplacement est parallèle à la ligne de dislocation AA

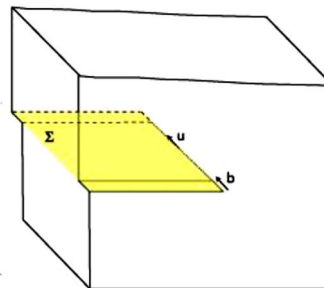


Figure I.24 : Dislocation vis [47].

I.6.2.3. Dislocation mixte

La ligne de dislocation présente un caractère purement coin lorsqu'elle émerge en B, avec un déplacement perpendiculaire à la ligne. En revanche, en A, son caractère est purement vis, avec un déplacement parallèle à la ligne. Entre ces deux points, la dislocation présente un caractère mixte, mais la proportion de caractère vis et coin varie de manière continue.

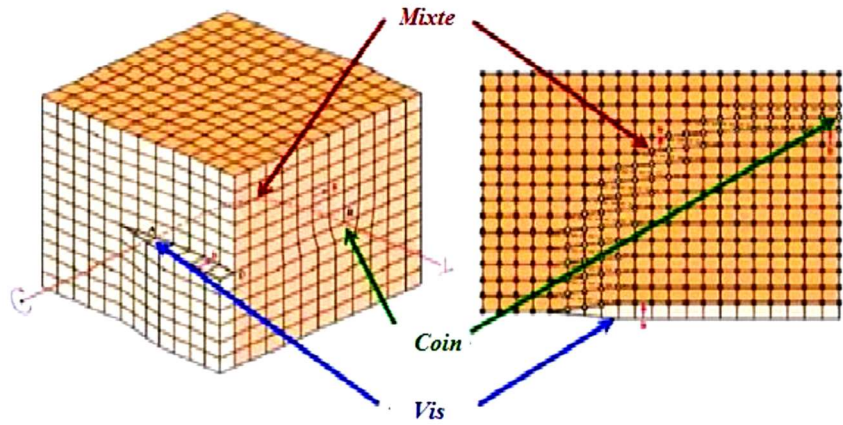


Figure I.25 : dislocation mixte [47]

Une ligne de dislocation se termine à la surface du cristal, sur un défaut ou forme une boucle qui se referme sur elle-même. Elle peut se terminer à un nœud de dislocations.

I.6.3. Défauts planaires

Les défauts surfaciques sont des défauts bidimensionnels qui incluent les joints de grains, les joints de macles, les sous-joints et les parois d'antiphase.

I.6.4. Défauts volumique

Un défaut volumique est un défaut tridimensionnel où une partie du cristal est remplacée par un volume d'un composé différent. Cette différence peut être de nature chimique et peut ou non être accompagnée de différences cristallographiques.

I.6.4.1. Les différents types de défauts volumiques

La partie étrangère du cristal peut être soit un précipité, soit une inclusion, soit un pore.

❖ Pores

Un pore est une cavité fermée à l'intérieur d'un cristal ou d'un poly-cristal [8].

❖ Inclusion

Les inclusions sont des « impuretés » dans le métal, qui proviennent de son élaboration à l'état liquide. Elles sont le plus souvent des oxydes, des sulfures ou des silicates.

❖ Précipité

Particule solide de petite taille entièrement enrobée à l'intérieur d'un grain qui constitue sa matrice. En général les précipités apparaissent dans un cristal à l'issue de réactions à l'état solide.

CHAPITRE II

La Diode Schottky

II.1. Introduction

La diode Schottky est formée par l'union d'un métal et d'un semi-conducteur, généralement dopé. Il s'agit du dispositif électronique le plus ancien connu, ayant fait son apparition à la fin du 19ème siècle. Cette structure a servi de base aux premiers redresseurs solides. Les premières recherches scientifiques portant sur les systèmes de redressement métal-semi-conducteur remontent à l'époque de Braun [47], qui a remarqué en 1874 que la résistance totale d'un contact ponctuel dépend de la polarité de la tension appliquée et des conditions de surface précises. À partir de 1904, les redresseurs à point de contact, sous diverses formes, ont trouvé des applications utiles. [48].

Le présent chapitre a pour objectif de présenter les fondements essentiels permettant une compréhension approfondie du sujet. Dans un premier temps, nous examinerons certaines notions relatives à la structure métal semi-conducteur ainsi qu'aux phénomènes physiques associés à cette structure. Par la suite, nous exposerons les grandeurs physiques et les mécanismes de transport du courant, qui sont essentiels pour évaluer les performances et les caractéristiques $I(V)$ de cette diode

II.2. Les structures de base en électronique

Les dispositifs à semi-conducteurs ont été étudiés pendant plus de 100 ans. À ce jour, il y a environ 60 dispositifs majeurs, avec plus de 100 variantes de dispositifs qui leur sont liés. Cependant, tous ces dispositifs peuvent être construits à partir d'un petit nombre de blocs de base. La figure (II.1.a) est l'interface métal-semi-conducteur, qui est une juxtaposition entre un métal et un semi-conducteur. Ce bloc a été le premier dispositif semi-conducteur étudié (en 1874). Cette interface peut être utilisée comme contact redresseur, c'est-à-dire que le dispositif permet au courant électrique de circuler facilement dans une seule direction, ou comme contact ohmique, qui peut faire passer le courant dans les deux sens avec une chute de tension négligeable. Cette interface peut être utilisée pour former des nombreux dispositifs utiles [49].

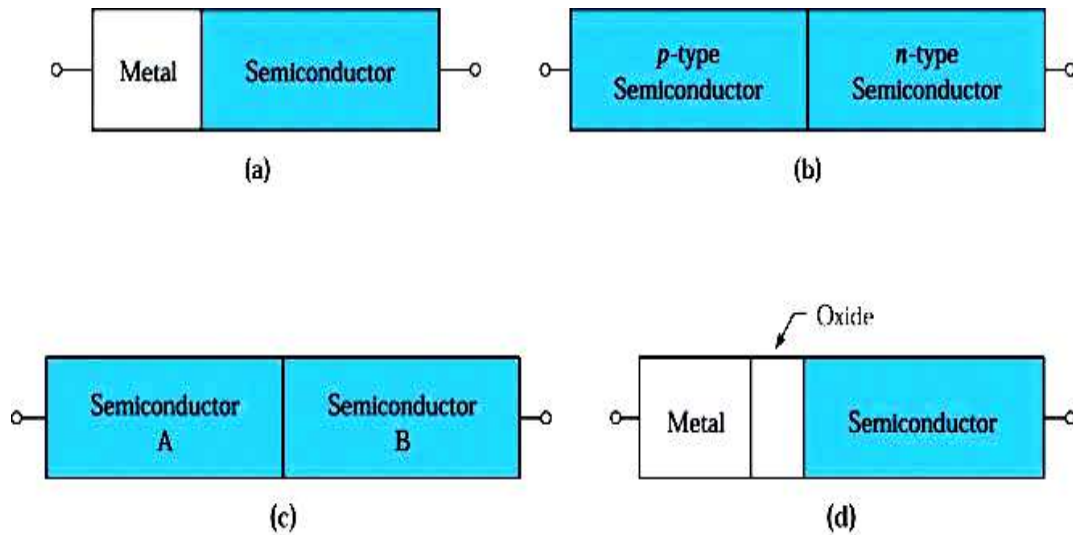


Figure II.1: Blocs de base pour former les structures. **(a)** Interface métal-semiconducteur; **(b)**,jonction p-n; **(c)** interface d'hétérojonction; et **(d)** une structure métal-oxyde-semiconducteur.

Le deuxième bloc de base est la jonction p-n (figure II.1.b), qui est formée entre un semi-conducteur de type p (avec des porteurs chargés positivement) et un semi-conducteur de type n (avec des porteurs chargés négativement). La jonction p-n est un élément clé de la plupart des dispositifs à semi-conducteurs, et la théorie de la jonction p-n sert de fondement à la physique des dispositifs à semi-conducteurs. En combinant deux jonctions p-n, c'est-à-dire en ajoutant un autre semi-conducteur de type p, le transistor bipolaire p-n-p est formé, qui a eu un impact sans précédent sur l'industrie électronique. Si trois jonctions p-n sont combinées pour former une structure p-n-p-n, il s'agit d'un dispositif de commutation appelé thyristor.

Le troisième bloc de base (figure II.1.C) est l'interface à l'hétérojonction, c'est-à-dire une interface formée entre deux semi-conducteurs dissemblables. Par exemple, l'arséniure de gallium (GaAs) et l'arséniure d'aluminium (AlA) peuvent être utilisés pour former une hétérojonction. Les hétérojonctions sont les composants clés des dispositifs à grande vitesse et photoniques [49].

II.3. La structure Métal-Semi-conducteur

Le plus simple dispositif unipolaire est la structure métal-semi-conducteur (M-S). Il sert de fondement à de nombreuses structures plus complexes. L'aspect unipolaire se réfère à la présence exclusive d'un seul type de porteurs (électrons ou trous), qui joue un rôle significatif dans la conduction du courant et qui détermine les paramètres de fonctionnement du dispositif.

Pour les contacts M-S à l'équilibre, la fonction de travail ($\Phi_{m,s}$), l'affinité électronique (χ) et la hauteur de barrière Schottky (Φ_B ou S_{BH} en général) sont les facteurs les plus importants pour déterminant le type de contact M-S [50].

II.4. Le Diagramme des bandes d'énergie idéal :

Lorsque qu'un métal entre en contact avec un semi-conducteur, il est possible que se forme une barrière Schottky [50], une fois que l'équilibre thermodynamique est atteint, les niveaux de Fermi des deux matériaux se stabilisent et s'alignent. Dans le cas de la structure M-S de type N, nous examinerons les trois situations possibles.

II.4.1. Premier cas : $q\phi_m = q\phi_s$

En se référant au niveau de vide E_0 , la représentation du diagramme énergétique des deux structures avant le contact est illustrée dans la figure (II.2.a). Après le contact, lorsque le travail de sortie du métal est égal à celui du semi-conducteur, un équilibre thermodynamique s'établit sans échange d'électrons ni courbure de bande, comme illustré sur la figure (II.2.b) [51]. Ce système est considéré comme fonctionnant en régime de bande plate.

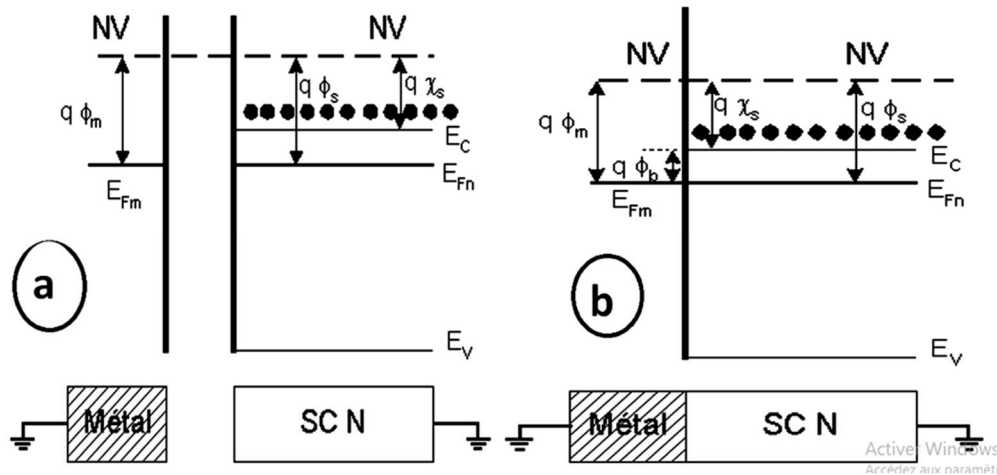


Figure II.2: Diagramme des bandes d'énergie d'un contacte M-S avec $q\phi_m=q\phi_s$. (a) avant contact; (b) après le contact [52].

II.4.2. Deuxième cas : $q\phi_m > q\phi_s$

Dans ce cas, un transfert d'électrons et une courbure de bande sont provoqués par la différence entre les deux travaux de sortie. La figure (II.3-a) représente les diagrammes énergétiques des deux matériaux avant le contact en utilisant toujours la même référence que précédemment. Les électrons sont diffusés du semi-conducteur vers le métal après contact car le travail de sortie du semi-conducteur est inférieur à celui du métal.

Les bandes d'énergie se courbent vers le haut à la suite de ce passage; Une accumulation d'ions Na^+ se produit à l'interface, générant une région de charge d'espace positive. L'accumulation d'un même nombre d'électrons du côté du métal compense cette dernière par une charge négative, Étant donné que la densité d'états des électrons dans le métal est supérieure à celle des ions immobilisés dans le semi-conducteur, la zone de charge d'espace s'étend à l'intérieur du semi-conducteur.

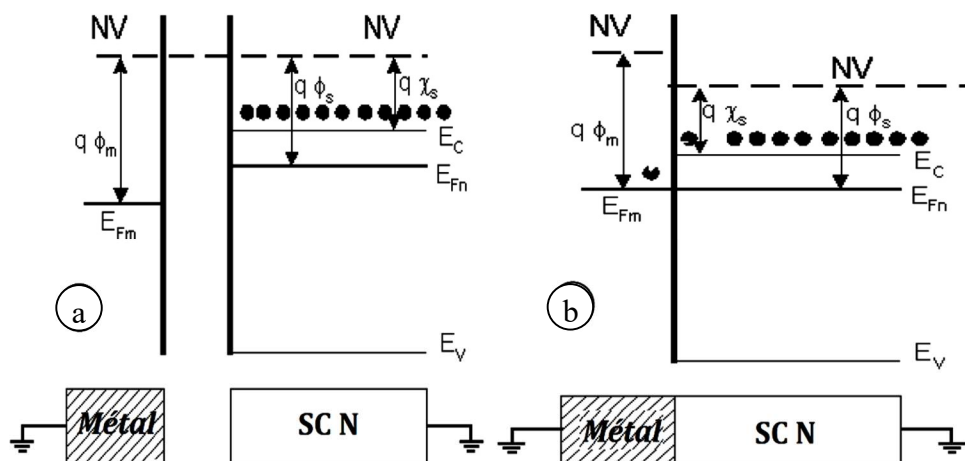


Figure II.3 : Diagramme des bandes d'énergie d'un métal et d'un semi-conducteur avec $q\phi_m > q\phi_s$. (a) avant contact ; (b) après contact [52].

II.4.3. Troisième cas: $q\phi_m < q\phi_s$

Les électrons sont diffusés du métal vers le semi-conducteur car le travail du métal est inférieur, et le système progresse jusqu'à ce que les niveaux de Fermi soient alignés.

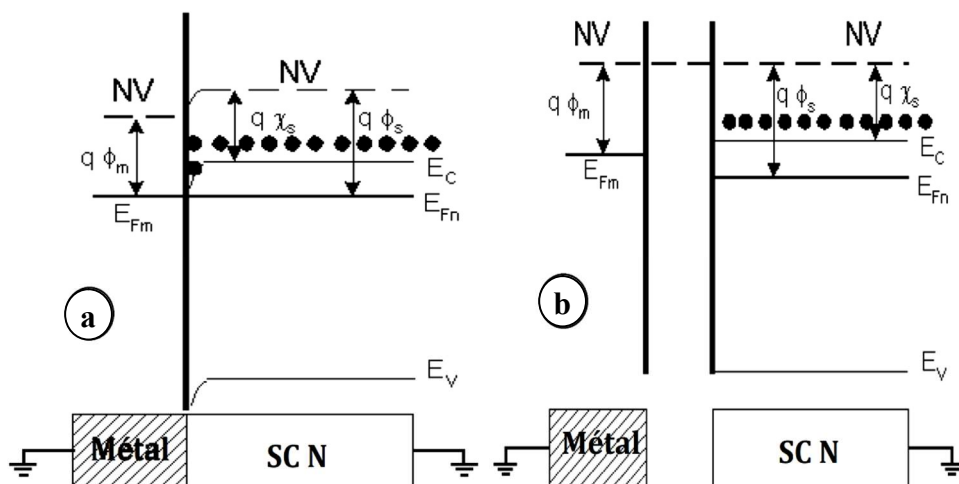


Figure II.4: Diagramme des bandes d'énergie d'un métal et d'un SC avec $q\phi_m < q\phi_s$ (a) avant contact; (b) après contact [52].

Suite à la mise en contact, les électrons se déplacent du métal vers le semi-conducteur, ce qui entraîne une zone d'accumulation très peu étalée dans le semi-conducteur et un déficit d'électrons localisé à la surface dans le métal. Par conséquent, les bandes de valence et de conduction se courbent vers le bas.

II.5. Zone de charge d'espace (ZCE)

Prenons en compte la structure métal-semi-conducteur (n) avec un travail de sortie du métal (ϕ_m) supérieur au potentiel de Fermi du semi-conducteur (ϕ_s). En intégrant l'équation de Poisson et en supposant que le semi-conducteur est homogène, avec une concentration de donneurs excédentaires (N_d) ionisés à température ambiante et en négligeant la densité d'états d'interface. Le champ électrique calculé à une direction x est donné par :

$$E(x) = \frac{qN_d}{\epsilon_s}(x - w) \quad (\text{II-1})$$

ϵ_s est le constant diélectrique du Semi-conducteur et W est la largeur de la zone de charge d'espace.

La valeur du champ à l'interface est : $E_s = -\frac{qN_d}{\epsilon_s}W$

Le potentiel scalaire est donné par :

$$V(x) = -\frac{qN_d}{\epsilon_s}\left(\frac{x^2}{2} - Wx\right) \quad (\text{II-2})$$

La tension de diffusion résulte de la différence des travaux de sortie du métal et du Semi-conducteur: $V_d = \phi_m - \phi_s$

Cette tension est correspond à la différence de potentiel entre la surface du Semi-conducteur et son volume :

$$V_d = V(x = W) - V(x = 0) = -\frac{qN_d}{\epsilon_s}\left(\frac{W^2}{2} - W^2\right) = \frac{qN}{2\epsilon_s}W^2 \quad (\text{II-3})$$

L'énergie minimale de la bande de conduction est :

$$E_c(x) = qE_{bn} - \frac{q^2N_d}{\epsilon_s}\left(Wx - \frac{x^2}{2}\right) \quad (\text{II-4})$$

D'où l'expression de la largeur de la ZCE à l'équilibre est : $W = \left(\frac{2\epsilon_s}{qN_d}V_d\right)^{\frac{1}{2}}$

En considérant les contributions des porteurs libres, la densité de charge s'écrit:

$\rho(x) = [N_d - n(x)]$ dans l'équation de poisson et la largeur devient:

$$W = \left(\frac{2\epsilon_s}{qN_d} \left(V_d - \frac{KT}{q} \right) \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II-5})$$

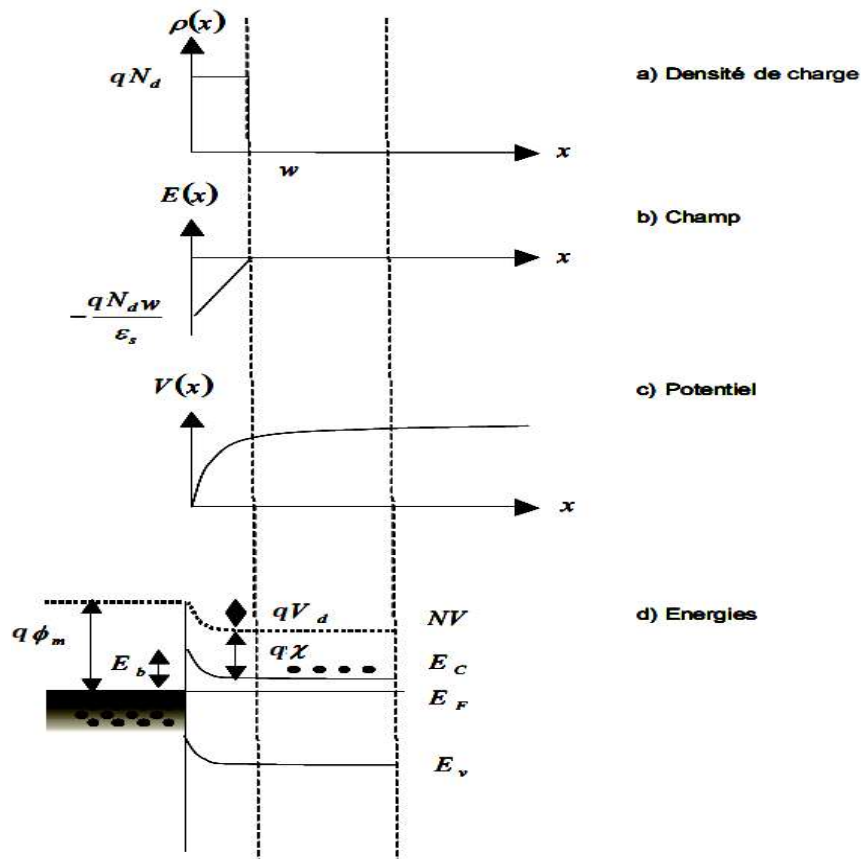


Figure II.5: Diode Schottky à l'équilibre thermodynamique

II.6. Mécanismes de transport du courant dans un contact M-S en polarisation directe

Dans une jonction métal/semi-conducteur, le transport du courant peut se faire selon les cinq mécanismes représentés à la figure II.6 [53] .

- 1) Le transfert d'électrons à haute énergie (également appelés électrons chauds) du semi-conducteur vers le métal, par-dessus de la barrière. Ce phénomène peut être décrit par deux modèles : le modèle thermoïonique et le modèle de diffusion. Le modèle thermoïonique prédomine dans les semi-conducteurs à mobilité élevée, tandis que le modèle de diffusion est dominante dans les semi-conducteurs à faible mobilité.
- 2) L'effet tunnel permet aux électrons de traverser la barrière.

- 3) Le processus de génération-recombinaison dans la ZCE. La recombinaison est dominante en polarisation directe.
- 4) Injection de porteurs minoritaires.

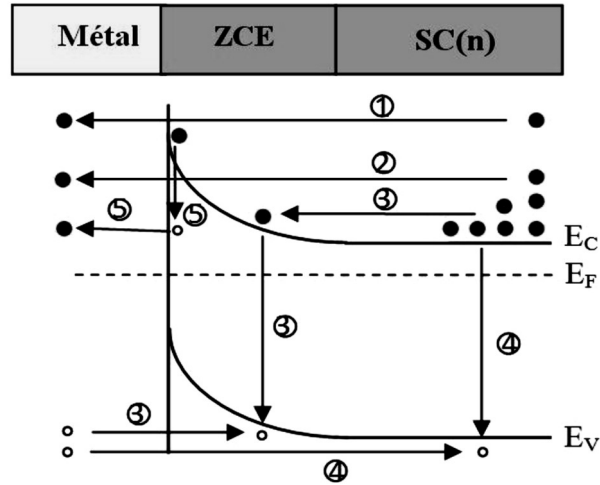


Figure II.6: Modes de transport des électrons dans un contact métal-semi-conducteur (n) polarisé en direct.

- 5) Le courant de recombinaison aux états d'interface. Les électrons du semi-conducteur passent par effet tunnel dans le métal après avoir été piégés au niveau d'un centre d'interface vide. Le processus (1) est le plus important car il définit le fonctionnement normal du contact M-S pour des dopages faibles ($<10^{17} \text{ cm}^{-3}$) lorsque le contact est redresseur. En revanche, les mécanismes (2), (3), (4) et (5) entraînent des déviations par rapport au comportement idéal [54].

Dans les cas où les dopages sont importants (plus de 10^{18} cm^{-3}), le courant utilise principalement l'effet tunnel pour traverser la barrière. Le contact qui se produit est alors ohmique.

II.6.1. Emission au-dessus de la barrière

En présence d'un champ électrique, un flux d'électrons est émis par le dessus de la barrière et se déplace de l'intérieur du semi-conducteur vers l'interface par des phénomènes de déplacement et de diffusion. Leur injection dans le métal à travers la barrière est comparable à celle des électrons émis dans le vide par une cathode chaude, comme dans le cas d'une cathode de tube, c'est ce qu'on appelle le phénomène d'émission thermoïonique. Le courant normal de conduction est produit lorsque ces deux phénomènes se superposent.

II.6.1.1. Théorie de l'émission thermoïonique

La théorie de l'émission thermoïonique a été établie par Bethe [55]. Le courant généré en raison de cet effet provient d'électrons ayant une énergie supérieure à l'énergie de la barrière. Pour que cette théorie soit valide, il est impératif de respecter les hypothèses suivantes [48]:

- 1) La hauteur de la barrière d'énergie doit être considérablement plus grande que $k_B T$.
- 2) Les électrons à l'interface du semi-conducteur sont en équilibre thermique avec ceux du volume.
- 3) Le flux de courant ne perturbe pas l'état d'équilibre.

Le seul élément nécessaire pour prendre en compte ces hypothèses est le pseudo-niveau de Fermi qui demeure constant dans la région de charge d'espace. Dans ces conditions, la densité du courant due à l'émission thermoïonique s'écrit :

$$J = J_s \left(\exp \left(\frac{qV}{k_B T} \right) - 1 \right) \quad (\text{II-6})$$

Où V est la tension appliquée, J_s la densité de courant de saturation donnée par l'expression suivante :

$$J_s = A^* T^2 \exp \left(- \frac{q\Phi_b}{k_B T} \right) \quad (\text{II-7})$$

$$A^* = \frac{4\pi q}{h^3} m_e^* k_B^2 \quad (\text{II-8})$$

m_e^* : La masse effective de l'électron dans le semi-conducteur.

h : La constante de Planck.

A^* : constante de Richardson

La relation théorique (II-6) est souvent remplacée par une relation semi-empirique de la forme suivante :

$$J = J_s \left(\exp \left(\frac{qV - R_s I}{n k_B T} \right) - 1 \right) \quad (\text{II-9})$$

Où R_s la résistance série du contact, et n est le facteur d'idéalité qui représente la conformité de la diode à une pure conduction thermoïonique. Le facteur n est généralement déterminé à partir de la pente de la partie linéaire du courant direct de la courbe $\ln(I)=f(V)$.

II.6.1.2. Théorie de la diffusion :

Historiquement, la première théorie de la conduction dans la diode Schottky fut la "théorie de la diffusion" proposée par Wagner [56] ainsi que Schottky et Spence [57]. La densité de courant d'électrons à travers la zone dépeuplée est obtenue en combinant la composante de courant de déplacement (ou conduction) et celle du courant de diffusion, en tenant compte des hypothèses suivantes [48]:

- 1) La hauteur de barrière d'énergie est plus grande au terme $k_B T$.

- 2) L'effet des collisions d'électron dans la zone de déplétion est inclus.
- 3) La concentration de porteurs n'a rien à voir avec le flux du courant et est la même que celle de l'équilibre.
- 4) La concentration des impuretés de semi-conducteurs est caractérisée par un état non dégénéré.

L'expression de la densité de courant peut s'écrire sous la forme :

$$J = J_D \left(\exp \left(\frac{qV}{K_B T} \right) - 1 \right) \quad (\text{II-10})$$

Où J_D la densité de courant de saturation donnée par :

$$J_D = q N_c \mu_n \left(\frac{2q N_D (V_{bi} - V)}{\epsilon_s} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{-q\phi_b}{K_B T} \right) \quad (\text{II-11})$$

Où V_{bi} est le potentiel de diffusion. N_C est la densité d'état des électrons dans la bande de conduction. μ_n est la mobilité des électrons. N_D est la concentration des atomes donneurs.

II.6.1.3. Théorie mixte, thermoïonique-diffusion :

En 1966, Crowell et Sze ont initialement introduit La synthèse de l'émission thermoïonique et le phénomène de diffusion [58]. Dans ce cas, le contrôle de la conduction est à la fois par le volume et par l'interface. Le niveau de Fermi connaît des variations mixtes, ce qui signifie qu'il change dans la zone de charge d'espace et montre également une perturbation distincte à l'interface. Ceci est illustré dans la figure II.7.

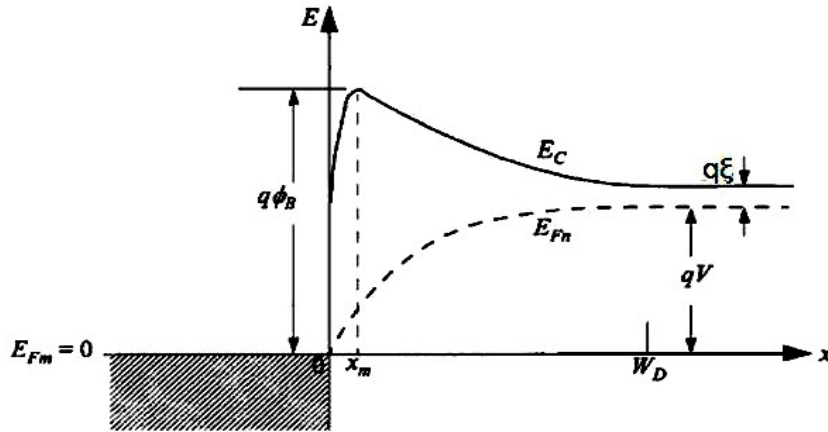


Figure II.7: Variation du niveau de Fermi dans le cas d'une conduction mixte; variation dans la zone de charge d'espace et discontinuité à l'interface.

La densité de courant thermoïonique-diffusion est donnée par :

$$J_{TED} = \frac{q N_c v_R}{1 + v_R/v_d} \exp \left(\frac{-q\phi_b}{KT} \right) \left[\exp \left(\frac{qV}{KT} \right) - 1 \right] \quad (\text{II-12})$$

Avec v_R : vitesse de recombinaison près de l'interface métal/semi-conducteur où le potentiel est maximum. Elle est donnée par :

$$v_R = \frac{A^* T^2}{q N_C} \quad (\text{II-13})$$

v_d : vitesse effective de diffusion des électrons et donnée par :

$$v_d \approx \mu_n \xi_m \quad (\text{II-14})$$

De l'équation (II-9) on distingue deux cas:

- 1) Si $V_D \gg V_R$, le courant thermoïnique-diffusion est un courant d'émission thermoïnique (JTED= JTE).
- 2) Si $V_D \ll V_R$, le courant thermoïnique-diffusion est un courant de diffusion (JTED =JD).

Considérant également la probabilité de transition à travers la barrière, les interactions électron-phonon, l'effet de force image et les réflexions quantiques à la barrière, La densité de courant peut se exprimée sous la forme suivante [48] :

$$J = A^{**} \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{KT}\right) \left[\exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1\right] \quad (\text{II-15})$$

Et A^{**} est la constante de Richardson modifiée dont la valeur tient compte de ces différents phénomènes :

$$A^{**} = \frac{A^* f_P f_Q}{1 + \frac{f_P f_Q v_R}{v_D}} \quad (\text{II-16})$$

Où f_P : la probabilité d'émission d'électrons à travers le potentiel maximum. f_Q : tient compte de la réflexion quantique à la barrière.

II.7. Effet Schottky

Lorsqu'un électron est retiré d'un métal, cela crée une charge positive (+q) à l'intérieur, également connue sous le nom de charge image. En électrostatique, les lignes de champ se forment entre la charge (-q) et la charge image (+q), qui sont séparées par une distance de $2x$, et ces lignes de champ sont perpendiculaires à la surface conductrice.

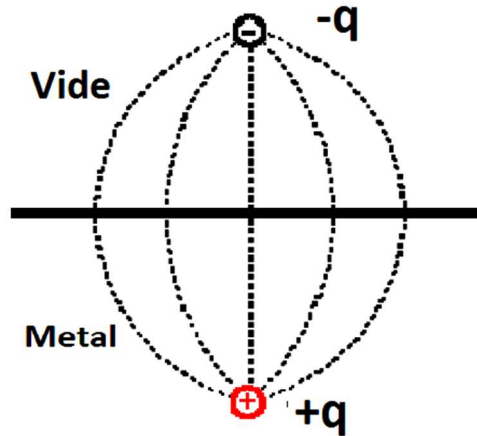


Figure II.8: Effet Schottky

La force de coulomb exercée par le conducteur sur l'électron dans le vide est :

$$F = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q^2}{(2x)^2}$$

ϵ_0 : Permittivité du vide

A la distance (x) du matériau, son énergie potentielle est égale au travail qu'il faut fournir pour l'amener à l'infini.

$$w(x) = -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x}$$

Pour des raisons de continuité, cette énergie potentielle tend vers E_F à la surface de matériau.

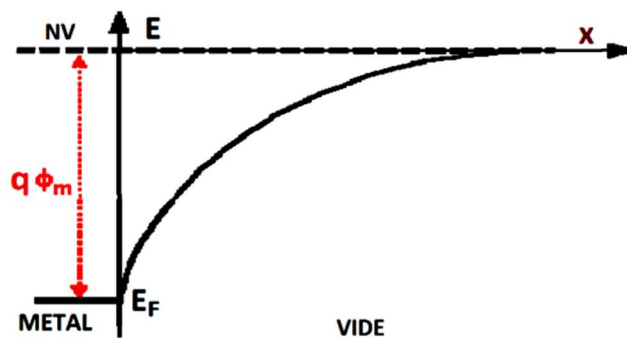


Figure II.9: Energie potentielle

L'énergie de la barrière de potentiel à la sortie du métal ne passe pas brutalement de $q\Phi_m$ à 0, mais est de la forme:

$$qV_b(x) = q\Phi_m - \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (\text{II-17})$$

II.8. Caractéristique électrique de la diode Schottky

Dans les deux matériaux, l'électron joue un rôle prédominant en tant que porteur principal. C'est précisément cette particularité qui confère à la diode de Schottky ses caractéristiques exceptionnelles (figure II.10) [59].

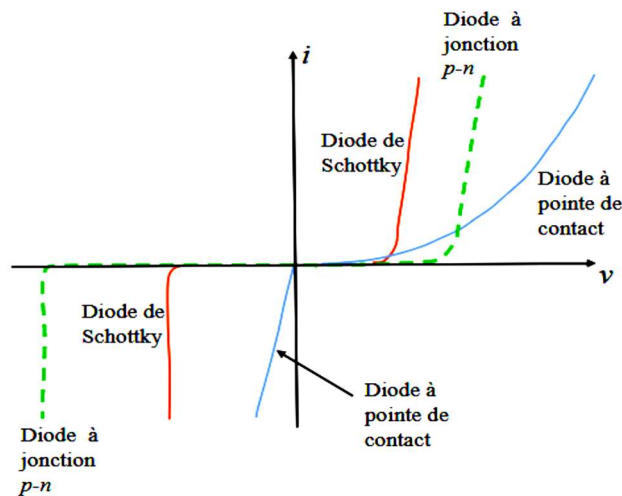


Figure II.10: Caractéristiques des différents types de diodes

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

$$w = \sqrt{\frac{2\epsilon V_b}{qN_d}} \quad (\text{II-18})$$

II.9. Polarisation de la diode Schottky

II.9.1. Polarisation directe

Lorsque la jonction est polarisée avec une tension directe V_j , cela entraîne la réduction de la hauteur de la barrière, qui devient $(V_b - V_j)$, ce qui réduit l'épaisseur W :

$$W = \left(\sqrt{\frac{2\epsilon(V_b - V_j)}{qN_d}} \right) \quad (\text{II-19})$$

V_b est remplacée par $(V_b - V_j)$. permet à de nombreux électrons du semi-conducteur de surmonter la barrière de potentiel. La figure II.11 illustre la caractéristique courant-tension (I-V) d'une diode Schottky dans l'état de polarisation directe.

$$I_{Total} = I_s + I_D \approx I_D \quad (\text{II-20})$$

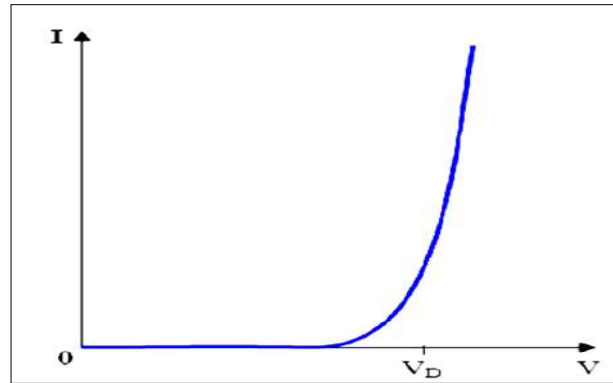


Figure II.11: Caractéristique courant – tension d’une diode Schottky en polarisation directe

II.9.2. Polarisation inverse

Lorsque la jonction est polarisée en sens inverse, la hauteur de la barrière de potentiel entre les régions P et N est renforcée par la tension extérieure inverse appliquée (V_{inv}), ce qui la fait passer à $(V_b + V_{inv})$. En conséquence, le champ électrique dans la région de charge d'espace augmente, tout comme son épaisseur W (dans l'équation (II-18), V_b devient $(V_b + V_{inv})$). La barrière de potentiel est insurmontable pour les porteurs majoritaires des régions N et P en raison d'un manque d'énergie nécessaire. Ainsi, la jonction laisse passer un courant de saturation très faible, noté I_s [60].

Lorsqu'elle est polarisée en inverse, la probabilité qu'un électron dispose de l'énergie nécessaire pour franchir la barrière de potentiel devient extrêmement faible, ce qui fait que la jonction se comporte comme un isolant, empêchant la circulation du courant. En raison de l'élargissement de la région de déplétion, le courant de diffusion (I_D) devient très faible, et le courant total dans le système est approximativement égal au courant de saturation (I_s), comme le montre l'équation suivante :

$$I_{Total} = I_s + I_D \approx I_s \quad (\text{II-21})$$

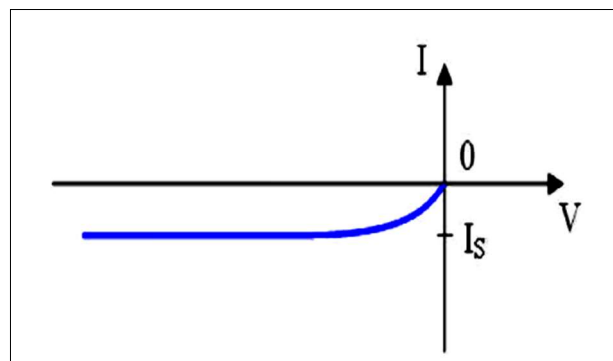


Figure II.12: Caractéristique courant – tension d’une diode Schottky en polarisation inverse.

II.10. La Capacité

Si la structure d'un semi-conducteur de type N est polarisée par une tension V , assumant que cette tension est positive dans le sens direct, c'est-à-dire lorsque le métal est polarisé positivement par rapport au semi-conducteur, alors la barrière de potentiel est modifiée pour devenir $V_d - V$. De plus, la largeur de la zone de charge d'espace est également devient [51] :

$$W^2 = \frac{2\varepsilon_{sc}}{eN_D}(V_d - V) \quad (II-22)$$

Une variation de la tension V engendre une modulation de la fonction $W(V)$, ce qui entraîne une modulation de la charge totale générée dans le semi-conducteur. Par conséquent, la structure exhibe une capacité différentielle. La charge d'espace peut être exprimée comme suit:

$$Q_{sc} = -Q_m = eN_D W = (2\varepsilon_{sc}eN_D(V_d - V))^{\frac{1}{2}} \quad (II-23)$$

La capacité différentielle est donnée par :

$$C(V) = \left| \frac{dQ}{dV} \right| = \left(\frac{\varepsilon_{sc} \cdot eN_D}{2} \right)^{\frac{1}{2}} (V_d - V)^{-\frac{1}{2}} = \frac{\varepsilon_{sc}}{W} \quad (II-24)$$

Cette capacité est équivalente à celle d'un condensateur plan d'épaisseur W . On peut écrire l'expression de $C(V)$ sous la forme :

$$C^{-2}(V) = \frac{2}{\varepsilon_{sc} \cdot eN_D} (V_d - V) \quad (II-25)$$

Dans le cas où le dopage est homogène, la courbe de $C^{-2}(V)$ est une ligne droite dont la pente fournit la densité de donneurs N_D , et dont l'ordonnée à l'origine permet de calculer la hauteur de la barrière V_d (figure II.13). Cependant, Si le dopage du semi-conducteur n'est pas uniforme, la courbe de $C^{-2}(V)$ cesse d'être une ligne droite [51].

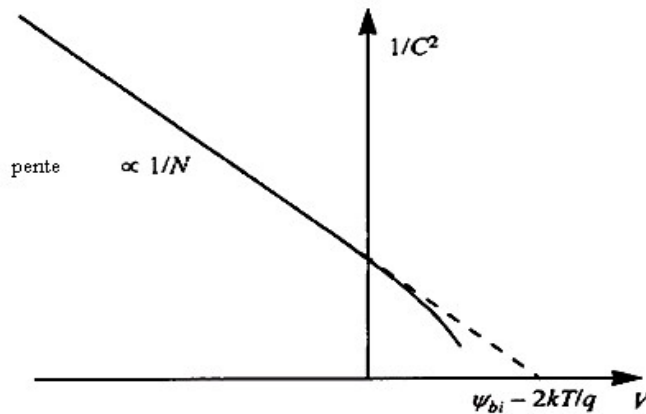


Figure II.13: Courbe $C^{-2}(V)$ [61].

II.11. Le contact métal-Semi-conducteur non idéal

Les données expérimentales montrent que les métaux avec des fonctions de travail plus importantes ont en effet des SBH systématiquement plus grands (lors de la formation de contacts M-Sc) que ceux avec des fonctions de travail plus faibles. Cependant, la dépendance réelle est généralement plus faible que celle prédite par les cas idéaux illustrés à la figure II.14.

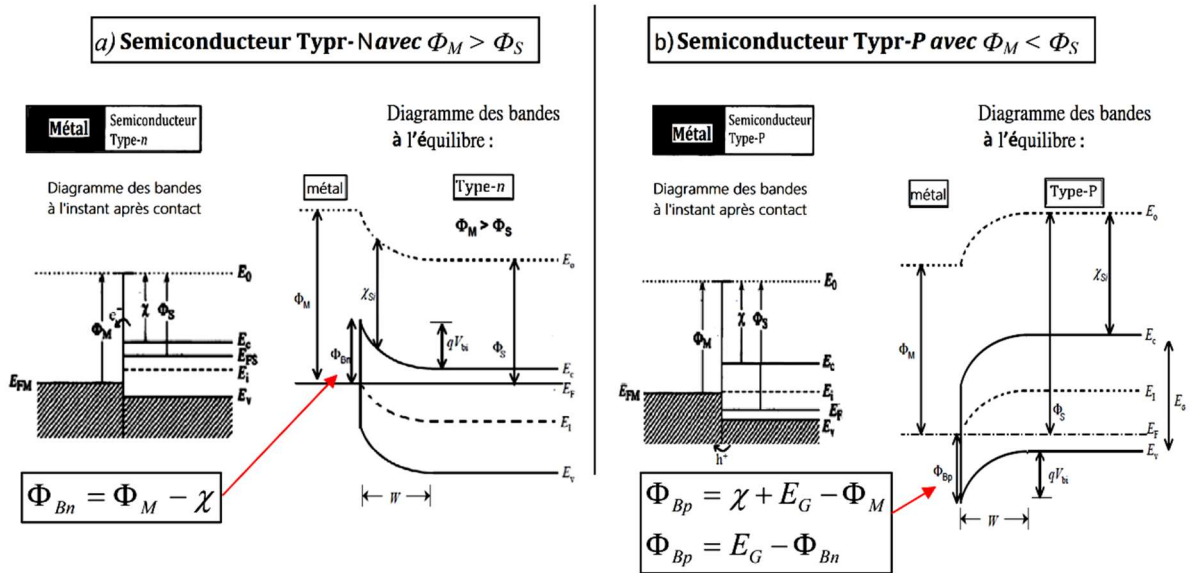


Figure II.14: Schéma de bande de deux types des jonctions M-S [62]: (a) $\Phi_m > \Phi_s$, contact Schottky de type n ; (b) $\Phi_m < \Phi_s$, contact Schottky de type P.

En effet, contrairement à une jonction p-n, qui se produit dans un monocristal, une jonction à barrière Schottky comprend la terminaison du cristal semi-conducteur dans son ensemble. La surface semi-conductrice contient des états de surface dus à des défauts associés aux non-idéalités de l'interface physique telles que des liaisons pendantes en plus des états d'écart intrinsèques induits par le métal (MIGS). Ces MIGS sont des états d'énergie localisés provoqués par la fin soudaine d'états d'énergie métalliques autorisés à des niveaux correspondant aux énergies dans la bande interdite du semi-conducteur. La figure II.15 illustre comment le MIGS serait incorporé dans un diagramme de bande schématisant montrant que les états en dessous de E_F sont remplis et au-dessus de E_F sont vides. Il convient de mentionner que les MIGS peuvent être soit des états donateurs soit des états accepteurs et que faire une distinction entre les deux est assez complexe [63].

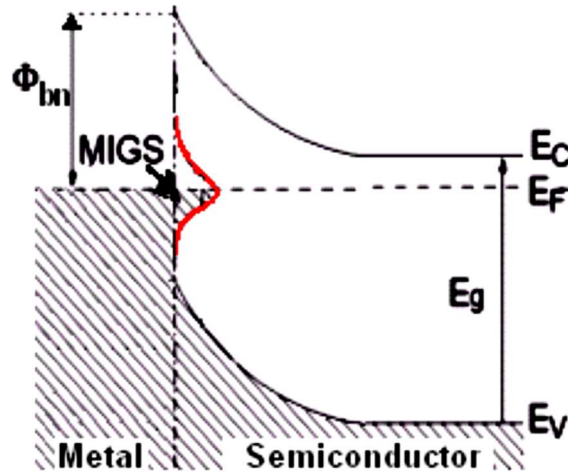


Figure II.15: Schéma de bande d'une jonction M-S dans laquelle le métal au voisinage direct du Si (de type n) crée des états d'entrefer induits par le métal (MIGS) [64].

En raison des non-idéalités d'interface mentionnées ci-dessus, le simple fait de connaître Φ_m et χ , en réalité, n'est généralement pas suffisant pour calculer les SBHs réels. Par exemple, le Φ_{Bn} théorique de Cr ($\Phi_m \sim 4.5$ eV) sur Si ($\chi_{Si} \sim 4.05$ eV) devrait être d'environ 0.45eV, alors que la valeur réelle peut atteindre 0,60eV [63]. Cette insensibilité partielle observée entre les hauteurs de barrière expérimentales et Φ_m est communément appelée épinglage au niveau de Fermi [65].

II.12. États de surface

En pratique, la surface provoque une modification des états électroniques par phénomènes à savoir :

- 1) Phénomène intrinsèque: la rupture de la périodicité du réseau génère des liaisons pendantes. Il en résulte des états électroniques différents de ceux existants à l'intérieur du semiconducteur.
- 2) Phénomène extrinsèque: des atomes étrangers vont venir à la surface et créer des niveaux d'énergie inexistant dans le volume cristallin. Ce sont des molécules de solvant utilisés dans les traitements de surface et surtout des atomes d'oxygène de l'air (création d'une couche d'oxyde natif de quelque Å)

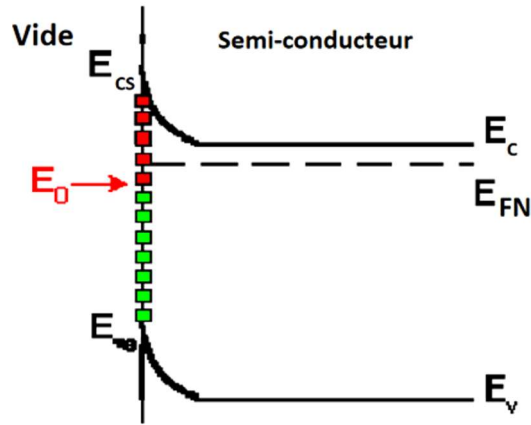


Figure II.16: Effet des états de surface.

Ces états d'énergie, appelés états de surface, sont situés dans la bande interdite et sont généralement régulièrement distribués entre E_c et E_v . Ils sont caractérisés par un niveau de neutralité E_0 tel que si tous les états situés au-dessous sont occupés par un électron, tous les états en-dessus sont vides de façon que la surface est électriquement neutre. Expérimentalement, le niveau E_0 se trouve aux environs de $E_g/3$ pour la plupart des semi-conducteurs. En d'autres termes, les états de surface vides situés au-dessus de E_0 , seront chargés positivement et considérés comme des atomes donneurs ionisés, alors que les états de surface occupés situés en-dessous de E_0 seront chargés négativement et seront considérés comme des atomes accepteurs ionisés. Si au voisinage de la surface de cristal semi-conducteur, la densité des électrons libres est inférieure à celle existant à l'intérieur, la bande de conduction s'incurve vers le haut pour s'écarter du niveau de FERMÍ. En résulte un potentiel de surface tel que [66]:

$$V_s = -(E_{cs} - E_c)/q = -(E_{vs} - E_v)/q \quad (\text{II-26})$$

II.13. Contact ohmique

Un contact ohmique se réfère à une jonction entre un métal et un semi-conducteur qui présente une relation courant-tension linéaire et symétrique.

Une jonction métal-semi-conducteur est considérée comme ohmique lorsque le travail de sortie du métal $q\phi_m$ est supérieure au travail de sortie du semi-conducteur (de type p) $q\phi_s$.

Après le contact, les niveaux de Fermi soient alignés après que les électrons de la bande de valence du semi-conducteur se diffusent dans le métal.

Cela crée une zone enrichie (appelée zone d'accumulation) de porteurs majoritaires (trous) dans le semi-conducteur à proximité de l'interface.

Le métal acquiert une charge négative tandis que le semi-conducteur se charge positivement. Une interface métal-semi-conducteur sans barrière de potentiel se forme, ce qui permet au courant de circuler librement dans les deux sens, on parle alors de contact ohmique.

En revanche, dans le cas d'un semi-conducteur de type n, un contact ohmique se produit lorsque le travail de sortie du métal ($q\phi_m$) est inférieure au travail de sortie du semi-conducteur ($q\phi_s$).

Un contact ohmique « satisfaisant » pour la réalisation d'un type de composant donné est, tout d'abord, un contact qui n'apporte qu'une résistance additionnelle négligeable par rapport aux autres termes résistifs présents dans le composant.

D'un point de vue macroscopique, la résistance spécifique de contact ρ_c ($\Omega.cm^2$) est définie par l'inverse de la dérivée de la densité de courant par rapport à la tension appliquée aux bornes de l'interface métal-semi-conducteur.

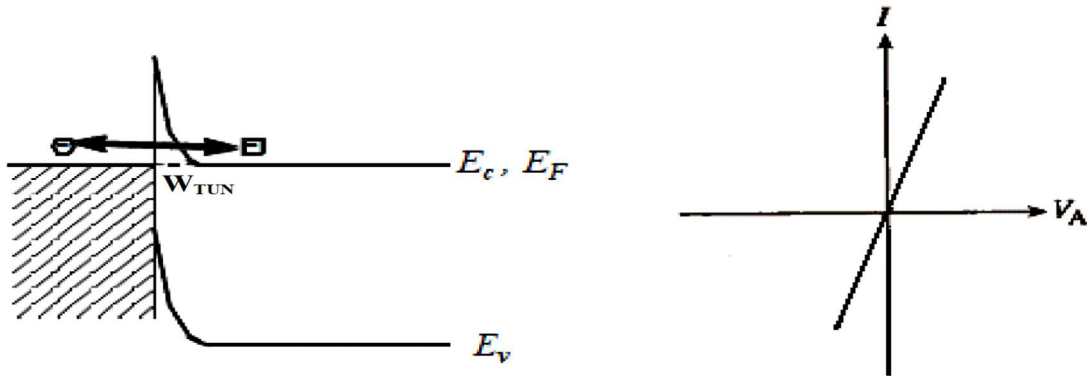


Figure II.17: Diagramme de bande schématisant une jonction M-Sc ohmique à l'équilibre et une courbe I-V et linéaire.

II.14. Les avantages de la diode Schottky

- Ce type de diode est adapté aux applications à très hautes fréquences (RF) en raison de sa capacité de jonction réduite.
- La diode de Schottky peut fonctionner efficacement jusqu'à des fréquences d'environ 20GHz.
- Comparé aux diodes conventionnelles, le potentiel de jonction de la diode de Schottky est plus faible pour un courant donné, et son temps de rétablissement est très court (10 ns), même pour des courants élevés.
- Elle présente un facteur de bruit réduit.
- Elle dissipe peu d'énergie.

Chapitre III

Techniques d'extraction des paramètres des diodes

III.1. Introduction

Les états d'interface sont des défauts trouvés à l'interface d'un semi-conducteur. La bande interdite du semi-conducteur peut être occupée par un ou plusieurs défauts. peuvent entraîner l'échange de charges avec le semi-conducteur. Plus précisément, ils établissent une interaction avec la bande de conduction en capturant ou émettant des électrons, ainsi qu'avec la bande de valence en capturant ou émettant des trous. En effet, lorsque ces états d'interface changent d'occupation, le processus de capture ou d'émission se produit. Ces changements d'occupation des états d'interface sont provoqués par les variations de la polarisation appliquée.

La première partie de ce chapitre est dédiée à la technique de fabrication des diodes Schottky AlGaAs utilisé, à savoir : NU1363 NU1366 et NU778 et NU780 MQW. La deuxième partie concerne les techniques de caractérisation des propriétés électriques, et les méthodes permettent d'évaluer la densité des états d'interface (D_{it}). En particulier, Les mesures capacitives révèlent la présence des états d'interface en observant la déformation de la courbe $C(V)$ en fonction de la tension V appliquée à la capacité, ainsi que la contribution capacitive des états d'interface à la capacité totale. La conductance-fréquence, également connue sous le nom de $G-\omega$, est la méthode la plus exhaustive pour caractériser les états d'interface, car elle permet de mesurer leur densité.

La caractéristiques courant-tension est utilisée pour l'extraction des paramètres de la diode, à savoir : le facteur d'idéalité, les résistances parasites : série et shunt, la barrière de tension et le courant de saturation

III.2. Technique de fabrication des diodes Schottky sur un substrat GaAs

III.2.1. Diodes NU1363 et NU1366

L'échantillon sous la référence NU1363, NU1366, sont élaborés à l'université de Nottingham dans le laboratoire de « School of astronomy and applied physics », il a été réalisée par les étapes suivantes:

On utilise la technique de MBE (Epitaxie par jet moléculaire) avec l'équipement VarianGen II et des pompes à vide jusqu'à 2.10^{-7} Torr pour réaliser la croissance du substrat GaAs selon deux orientations cristallines conventionnelles, soit (311)A et (100).

Une couche intermédiaire non dopée (intrinsèque) de GaAs est déposée entre le substrat et la couche supérieure d'AlGaAs (Aluminium Arsénique de Galium).

Ensuite, nous procédons au dépôt d'une couche de type p $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$, Cette couche présente une concentration de 10^{16}cm^{-3} avec une composition $X= 0.29$ de Al et 0.71 de Ga. Le processus final implique la métallisation des contacts sur différentes surfaces [250 μm - 1000 μm] en utilisant la technique d'évaporation à une température de 680°C. Le premier contact, est le contact Schottky, est réalisé en déposant une couche de Titanium et une couche d'Or (Ti/Au) sur la surface de l'AlGaAs. Ensuite, le deuxième contact, est le contact Ohmique, composé d'Or / Nickel / Or (Au / Ni / Au), est déposé sur la même surface après une gravure sèche de 600 nm.

L'échantillon final, une fois métallisé, requiert une étape d'encapsulation ou de (TO-5). Cette opération est effectuée à l'aide de l'équipement de Karl SuSSwire bonding. Le tableau III.1 résulte les caractéristiques de ces diodes tandis que l'image finale de l'échantillon est montrée dans les figures ci-dessous :

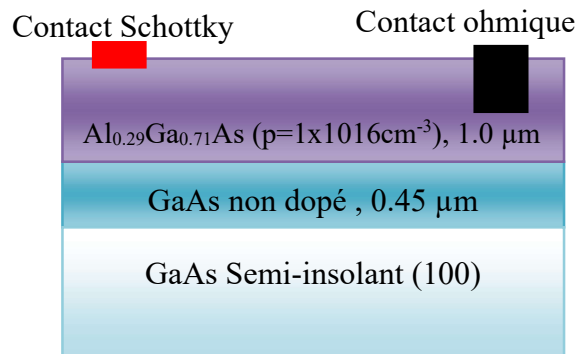


Figure III.1: Structure des couches de diode Schottky $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$ dopé p par la technique MBE (100).

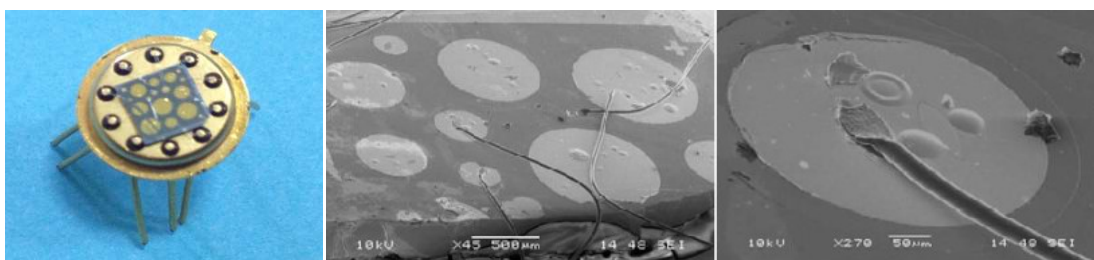


Figure III.2 : Image réelle de la diode Schottky NU1363 avec différentes surfaces du contact Schottky [67].

Référence d'échantillon	Orientation cristallin	Dopage (cm^{-3})	Température ($^{\circ}\text{C}$)	Les diamètres (μm)
NU1363	(300)A	1×10^{16}	680	500-600-1000
NU1366	(100)	1×10^{17}	680	250-300-300-400-500-600

Tableaux III.1 : Paramètre de fabrication de la diode Schottky NU1363 et NU1366.

III.2.2. Diodes NU778 et NU780

L'échantillon utilisé dans le travail était des échantillons de diode Schottky GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As avec des concentrations de dopage Be (10⁺¹⁶ cm⁻³), qui est déposée sur un substrat GaAs semi-insolant à l'aide d'un Varian Gen-II MBE. Les échantillons référencés comme NU778 et NU780. La croissance des couches minces épitaxiales Al_{0.29}Ga_{0.71}As a été réalisée à une température de substrat de 650°C et 600°C avec une pression de 2x10⁻⁵ et 1.2x10⁻⁵Torr, respectivement. Des contacts Schottky de différents diamètres allant de 300µm à 1000 µm ont été réalisés en évaporant Ti/Au sur le dessus de la couche AlGaAs. Le contact ohmique (Ge/Au/Ni/Au) déposé à la dernière couche (substrat).

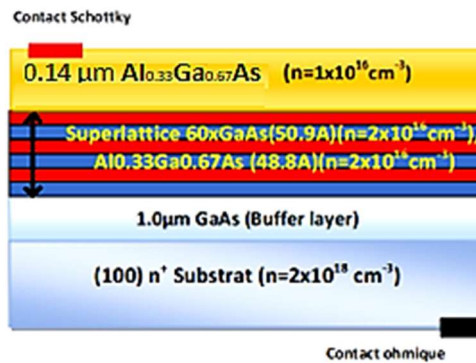


Figure III.3: Structure des couches de diode Schottky MQW NU778 GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As.

Le dispositif encapsulé et l'image SEM du dispositif sont illustrés à la figure III.4 et les paramètres sont illustrés dans le Tableau III.2.

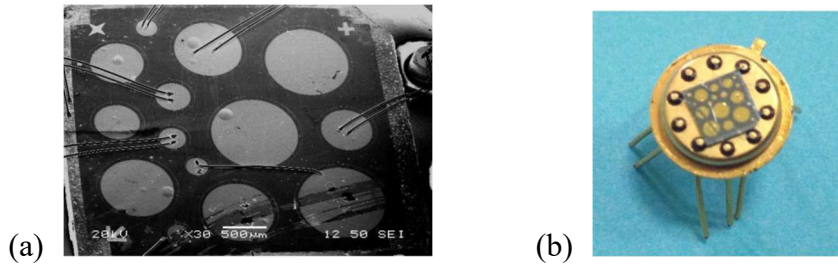


Figure III.4: (a). Image par SEM d'un échantillon NU778 pour différents diamètres de contact Schottky. (b) Le GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As échantillon encapsulés sur l'emballage du boîtier TO-5 [67].

Référence d'échantillon	Orientation cristallin	Dopage (cm-3)	Température (°C)	Pression (Torr)	GaAs/Al _{0.33} Ga _{0.67} As épaisseur (°A) 60 couche GaAs/Al _{0.33} Ga _{0.67} As	Les diamètres (µm)
NU778	(100)	1 x 10 ¹⁶	650	2.0 x 10 ⁻⁵	50.9/84.8	300-500-600-800-1000
NU780	(100)	1 x 10 ¹⁶	600	1.2 x 10 ⁻⁵	50.9/84.8	400-800

Tableaux III.2 : Paramètre de fabrication de la diode Schottky NU1363 et NU1366.

III.3. Les méthodes d'extraction des paramètres de la diode à partir de la caractéristique courant-tension

Ces méthodes reposent sur l'hypothèse que le courant en polarisation directe est généré par l'effet thermoïonique afin d'extraire les paramètres suivants : la hauteur de la barrière (Φ_B), le facteur d'idéalité (n), la résistance série (R_s) et les états d'interface (D_{it}).

III.3.1. Méthode Standard

La méthode standard basée sur les caractéristiques électriques linéaires ($\ln(I)$ - V), et repose sur l'hypothèse d'un contact parfait (idéal) entre le métal et le semi-conducteur. Elle est fondée sur les suppositions suivantes :

- Le courant de saturation I_s est obtenu à partir de l'intersection de la courbe (I) à $V=0$, comme illustré dans la figure (III.5).

Particulièrement la valeur de la résistance en série limite cette méthode. Par conséquent, la région 2 de la figure III.5 se réduit et ne présente aucun régime linéaire lorsque la résistance en série est élevée.

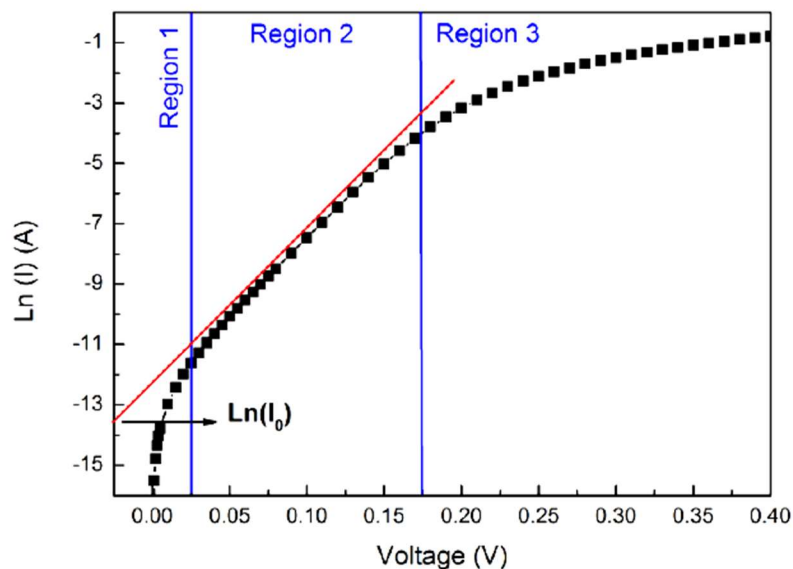


Figure III.5 : Caractéristique semi logarithmique I-V, de la diode Schottky

A partir de l'équation suivante :

$$I = I_s \exp\left(\frac{q(V-R_s I)}{nkT}\right) \quad (\text{III- 1})$$

Devant la tension de polarisation V , la valeur de R_s est négligeable, et on obtient :

$$I = I_s \exp\left(\frac{q(V)}{nkT}\right) \quad (\text{III- 2})$$

En introduisant (Ln) dans l'équation (III-2) afin d'extraire I_s , on obtient :

$$\ln(I) = \ln\left(I_s \exp\left(\frac{q(V)}{nkT}\right)\right) \quad (\text{III- 3})$$

Ce qui implique

$$\ln(I) = \ln(I_s) + \frac{q}{nkT}(V) \quad (\text{III- 4})$$

Celle-ci est sous forme d'une équation de droite $y = ax + b$ avec $b = \ln(I_s)$. On trace le graphe $\ln(I)$ en fonction de V à partir de l'équation de la droite de ce graphe figure (III.6). On distingue:

$$I_s = \exp(b) \quad (\text{III- 5})$$

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

$$n = \frac{q}{KT} \frac{dV}{d\ln(I)} \quad (\text{III- 6})$$

Où $\frac{dV}{d\ln(I)}$ est la pente de la région 2 sur la figure III.5.

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

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

$$a = \frac{q}{nkT} \quad (\text{III- 7})$$

Ce qui Implique :

$$n = \frac{q}{aKT} \quad (\text{III- 8})$$

➤ En réécrivant l'équation du courant de saturation, il est possible de calculer et déterminer la hauteur de la barrière.

$$I_s = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_{b0}}{KT}\right) \quad (\text{III- 9})$$

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

$$\Phi_{b0} = \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_s}\right) \quad (\text{III- 10})$$

➤ La résistance en série (R_s) dépend de l'intersection de la pente (a) de l'équation de la droite $y = ax + b$ et du graphe $I(V)$. On utilise la loi d'ohm $V = R \cdot I$, 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 ϕ_{b0} seulement, avec la même méthode d'extraction.

III.3.2. Méthode de Cheung

S. K. Cheung et N. W. Cheung dans [68] ont présenté une méthode alternative pour évaluer la résistance 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 reformuler à terme en utilisant deux tracés.

L'équation (III-1) peut être réécrite comme :

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

En différenciant l'équation (III-11) par rapport à (I) et en réarrangeant les termes, l'équation suivante peut être obtenue.

$$\frac{dV}{d\text{Ln}(I)} = R_s I + \frac{n}{\beta} \quad (\text{III- 12})$$

En traçant $\frac{dV}{d\text{Ln}(I)}$ en fonction de I , une ligne droite sera obtenue comme le montre la figure (III.6).

D'après l'équation (III-11), R_s = la pente et n/β = interception avec l'axe Y.

Pour évaluer ϕ_{b0} , les auteurs définissent la fonction H (I):

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

De l'équation (III-10), on aura :

$$H(I) = R_s I + n\phi_{b0} \quad (\text{III- 14})$$

En utilisant l'équation (III-12) et la valeur de n obtenue à partir du graphique précédent, il est possible de calculer la valeur d'H(I). En traçant H(I) en fonction de I, on obtient une ligne droite comme illustré dans la figure (III.6). À partir de l'équation (III-13), $n\phi_{b0}$ = ordonnée à l'origine.

De plus, la pente de cette courbe permet d'obtenir une seconde évaluation de R_s , pouvant ainsi servir à vérifier la cohérence de cette méthode.

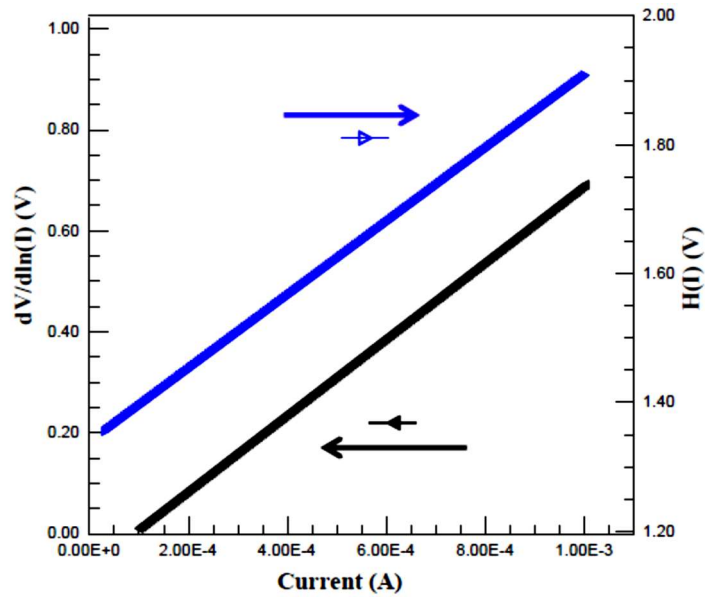


Figure III.6 : Exemple de tracés $\frac{dV}{d\ln(I)}$ vs. I et H(I) vs. I [69]

III.3.3. Méthode de Norde

Selon Norde [70], le problème avec une résistance série peut dans de nombreux cas être évité en utilisant un tracé de la fonction :

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{I(V)}{AA^*T^2}\right) \quad (\text{III-15})$$

L'équation (III-15) et l'équation (III-1) donneront :

$$F(V) = \phi_{b0} + IR_S - \frac{V}{2} \quad (\text{III-16})$$

À partir de l'équation (III-15), en traçant $F(V)$ en fonction de la tension, le tracé sera une ligne droite avec une pente négative [$F(V)$ diminue] dans la plage de polarisation où la résistance série est négligée. Ensuite, $F(V)$ commencera à augmenter en ligne droite dans la plage de polarisation où la résistance série est dominante. Le minimum du tracé $F(V)$ est le point d'intérêt.

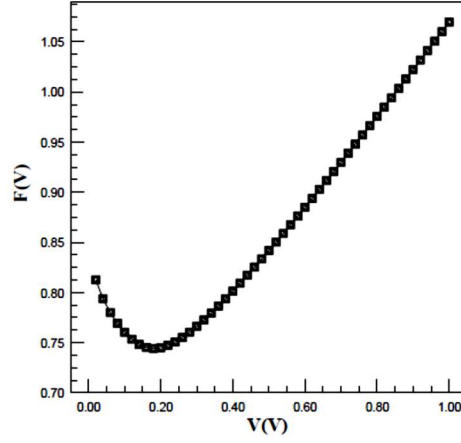


Figure III.7: Exemple de graphique $F(V)$ vs V . [69]

Après un calcul mathématique, Norde a dérivé ϕ_{b0} et R_s en fonction de (V_{min}) qui est le minimum de la courbe $F(V)$, V_{min} qui est la tension correspondante à (V_{min}) dans le tracé (V) et I_{min} qui est le courant correspondante à V_{min} dans la caractéristique I-V.

$$\phi_{b0} = F(V_{min}) + \frac{V_{min}}{2} - \frac{KT}{q} \quad (\text{III-17})$$

$$R_s = \frac{KT}{qI_{min}} \quad (\text{III-18})$$

La méthode Norde a supposé que le facteur d'idéalité n étant l'unité, donc pour les diodes non idéales ($n > 1$), la résistance série est donnée par l'expression [69, 71].

$$R_s = \frac{(2-n)KT}{qI_{min}} \quad (\text{III-19})$$

III.3.4. Méthode de Bohlin

La méthode de Bohlin est basé sur les deux fonctions de Norde pour déterminer la hauteur de barrière, le facteur d'idéalité et la résistance série en utilisant l'équation suivante :

$$n = \frac{1}{2} \left[\frac{\alpha_1 - n}{I_1} + \frac{\alpha_2 - n}{I_2} + \frac{V_1 - V_2 - (\alpha_1 - \alpha_2)KT/q}{F_2(V_2) - F_1(V_1) - V_2/\alpha_2 + V_1/\alpha_1} \right] \quad (\text{III-20})$$

$$\phi = \frac{1}{2} \left[F_1(V_1) + \frac{(\alpha_1 - n)(qV_1 - \alpha_1 KT)V_2}{\alpha_1 qn} + F_2(V_2) + \frac{(\alpha_2 - n)(qV_2 - \alpha_2 KT)}{\alpha_2 qn} \right] \quad (\text{III-21})$$

$$R_s = \frac{KT}{2q} \left[\frac{(\alpha_1 - n)}{I_1} + \frac{(\alpha_2 - n)}{I_2} \right] \quad (\text{III-22})$$

III.4. Méthode de caractérisation par la mesure C-V

La mesure de la capacité est utilisée pour évaluer les caractéristiques dynamiques d'un composant. Dans le cas d'une diode, elle agit comme un réservoir de charge qui est rempli et vidé lors d'un cycle de commutation. Lorsque la charge stockée en régime inverse est faible, la diode peut passer rapidement de l'état bloqué à l'état de conduction, et vice versa. C'est pourquoi la documentation technique fournit la valeur de la capacité pour différentes tensions inverses.

La méthode de mesure de la capacité utilise le principe de superposition. Pour ce faire, la diode est polarisée en mode inverse afin d'élargir la région de charge d'espace. Ensuite, une petite oscillation est appliquée à la tension de polarisation pour mesurer l'impédance et extraire la valeur de la capacité.

En supposant que la charge stockée dans la diode Schottky peut être exprimée comme $\rho = qND$ dans la zone de désertion, l'équation qui décrit l'étendue de celle-ci est donnée par :

$$W(V) = \left(\frac{2\epsilon}{qN_D} \left(\psi_{bi} - V - \frac{KT}{q} \right) \right)^{1/2} \quad (\text{III- 31})$$

L'intégration de la charge dans cette zone nous donne :

$$Q_{sc} = qN_D W = \left(2 \epsilon_{cs} qN_D \left(\psi_{bi} - V - \frac{KT}{q} \right) \right)^{1/2} \quad (\text{III- 32})$$

Or, en dérivant l'équation (III-32) par rapport à la tension appliquée, on obtient la capacité qui est donnée par l'expression suivante :

$$C(V) = \left(\frac{\epsilon_{cs} qN_D}{2} \right)^{1/2} \left(\psi_{bi} - V - \frac{KT}{q} \right)^{-1/2} \quad (\text{III- 33})$$

Pour remonter à l'expression de la hauteur de la barrière, on peut par la suite inverser et élever au carré les deux côtés de l'équation (III-33) :

$$C^{-2} = \left(\frac{2}{\epsilon_{cs} qN_D} \right) \left(\psi_{bi} - V - \frac{KT}{q} \right) \quad (\text{III- 34})$$

L'équation (III-34) correspond à une droite lorsque l'on dope uniformément la couche épi-axiale. La hauteur de la barrière est donnée par l'intersection de la droite avec l'axe des abscisses, car :

$$\Phi_{b,n} = \psi_{bi} - \frac{KT}{q} = \Phi_M - \chi_s \quad (\text{III- 35})$$

La figure (III.10) présente le comportement en régime inverse de la diode Schottky. Lorsque la tension augmente, la zone de déplétion se propage à travers le semi-conducteur. La quantité de charge accumulée dans cette zone dépend de sa profondeur et du dopage. Ainsi, il est possible de calculer cette charge en intégrant le dopage par rapport à la profondeur. La valeur du champ

électrique près du contact peut alors être calculée en proportion de la charge, divisée par la permittivité diélectrique du semi-conducteur. En effectuant une intégration supplémentaire, il est possible de déterminer la valeur de la tension appliquée à la cathode de la diode.

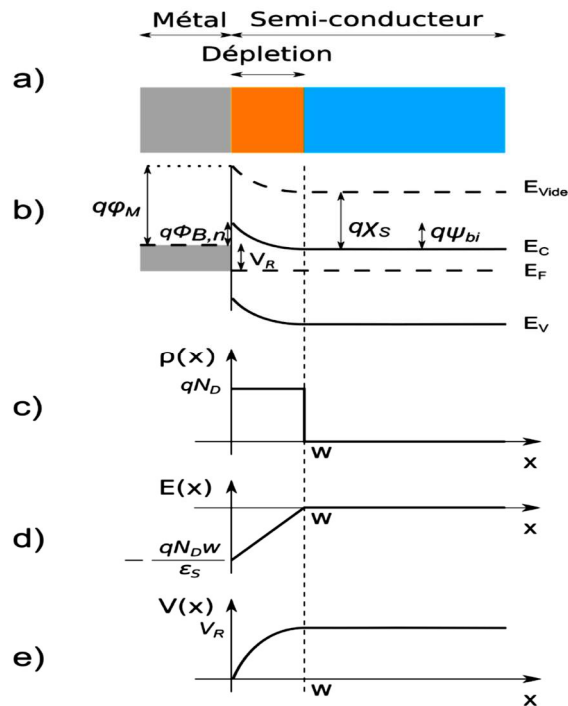


Figure III.10: Fonctionnement d'une diode Schottky de type n en régime inverse. Structure 1D de la diode (a), diagramme des bandes (b), graphique de la charge en fonction de la profondeur de la zone de déplétion (c), champ électrique dans la diode (d) et le potentiel électrique (e).

La capacité de la diode varie de manière inversement proportionnelle à la profondeur de la zone de déplétion, laquelle est fonction de la racine carrée de la tension. La relation entre l'inverse du carré de la capacité et la tension présente une tendance linéaire, comme illustré dans la figure III.11.

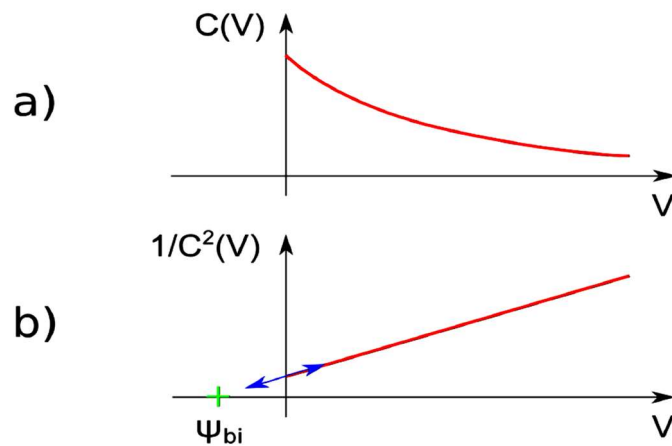


Figure III.11: Capacité en fonction de la tension inverse dans une diode Schottky (a). Méthode d'extraction de la valeur de la tension de diffusion (b).

III.5. Détermination de la densité d'états d'interface D_{it} :

La caractérisation des états d'interface peut être réalisée en mesurant leurs densités, notées D_{it} ou N_{ss} . Le nombre de défauts à l'interface électriquement actif par unité de surface et d'énergie ($eV^{-1}cm^{-2}$) est décrit par cette densité. La densité des états d'interface est souvent considérée comme un indicateur de la qualité de la technologie utilisée. En effet, pour une surface de haute qualité, les valeurs de D_{it} mesurées se situent généralement autour de quelques $10^9-10^{10}eV^{-1}cm^{-2}$ [74] [75] tandis que pour les interfaces de mauvaise qualité, ces valeurs peuvent atteindre $10^{13}eV^{-1}cm^{-2}$ [76] [77].

III.5.1. Caractérisation des états d'interface par les méthodes capacitives:

Il existe deux approches couramment utilisées pour les méthodes capacitives d'analyse de la densité d'états d'interface [78]:

- La méthode de TERMAN compare la capacité mesurée à haute fréquence à la capacité théorique, tandis que la méthode de BERGLUND compare la capacité mesurée à basse fréquence à la capacité théorique.
- La méthode de Castagné et Vapaille est comparée la capacité mesurée à haute fréquence et à basse fréquence.

Les mesures capacitives permettent de mettre en évidence la présence des états d'interface de deux manières:

- Déformation (stretchout) de la courbe $C(V)$ en fonction de la tension V appliquée à la capacité.
- Contribution capacitive des états d'interface à la capacité totale.

Lorsqu'une tension est appliquée, le niveau de Fermi monte ou descend par rapport aux niveaux de pièges d'interface et un changement de charge dans les pièges d'interface se produit. Ce changement de charge affecte la capacité C_{sc} et modifie la courbe idéale.

Le circuit équivalent de base incorporant l'effet interface-piège est représenté sur la figure III.12(a). Dans cette figure, C_{sc} est la capacité de semi-conducteur. C_{it} et R_{it} sont la capacité et la résistance associées aux pièges d'interface, et par conséquent, le produit $C_{it}R_{it}$, est défini comme durée de vie du piège de l'interface τ_{it} , qui détermine le comportement fréquentiel des pièges d'interface.

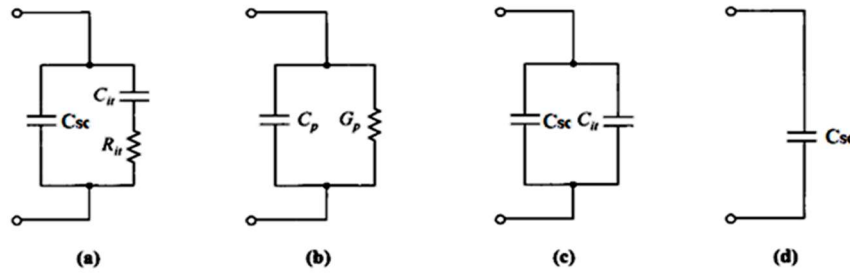


Figure III.12 : (a)-(b) Circuits équivalents, y compris les effets de piège d'interface, C_{it} et R_{it} , (c) Circuits équivalents à basse fréquence. (d) Circuits équivalents à haute fréquence. [79].

La branche parallèle du circuit équivalent de la figure.III.12 (a) peut être convertie en une capacité dépendant de la fréquence C_p , et en parallèle avec une conductance dépendant de la fréquence G_p , comme illustré à la figure.III.12 (b). [79]

$$C_p = C_{sc} + C_{it} \quad (\text{III-36})$$

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{C_{it}\omega\tau_{it}}{1+\omega^2\tau^2} \quad (\text{III-37})$$

Les circuits équivalents en basse fréquence et haute fréquence sont inclus dans la Figure III.12(c) (d). En basse fréquence, R_{it} , est mis à zéro et C_{sc} est en parallèle à C_{it} . En haute de fréquence, la branche C_{it} - R_{it} est ignorée ou ouverte. Physiquement, cela signifie que les pièges ne sont pas assez rapides pour répondre au signal rapide.

La capacité totale pour ces deux cas (C_{lf} basse fréquence et C_{hf} haute fréquence) est :

$$C_{lf} = C_{sc} + C_{it} \quad (\text{III-38})$$

$$C_{hf} = C_{sc} \quad (\text{III-39})$$

Ces équations et circuits équivalents seront utiles dans les méthodes de mesure de D_{it} et qui seront discutés ensuite.

III.5.1.1. Méthode de la capacité haute fréquence:

Terman a été le premier à développer la méthode à haute fréquence. Ce procédé, comme illustré dans le circuit équivalent de la figure III.12(d), présente l'avantage de ne pas contenir l'élément de circuit de C_{it} . Le C_{hf} mesuré, tel que donné par l'équation III-39, peut donner C_{sc} , directement. Une fois que C_{sc} est connu, ψ_s peut être calculé à partir de la théorie et la relation $\psi_s - V$, ensuite utilisée pour déterminer D_{it} . [79]

En effet, malgré l'incapacité des états d'interface à suivre la composante alternative (AC) de la tension V dans les mesures des capacités à haute fréquence, ils réagissent aux variations de V lorsque la capacité de la structure passe de l'accumulation à l'inversion.

Ces états n'introduisent aucune capacité supplémentaire, mais ils influent sur la forme de la courbe $C(V)$ en provoquant sa déformation.

$$C_{hf} = C_{sc} \quad (\text{III-40})$$

III.5.1.2. Méthode de la capacité basse fréquence

méthode de basse fréquence a été initialement développée et mise en œuvre par Berglund [78] Elle vise à mesurer la capacité en fonction de la polarisation V à une fréquence fixe. Cette approche permet aux états d'interface de réagir instantanément au signal alternatif (AC), entraînant une contribution additionnelle à la capacité mesurée, tout en altérant la courbe $C(V)$. La capacité à basse fréquence, notée C_{lf} , est exprimée par l'équation suivante :

$$C_{lf} = C_{sc} + C_{it} \quad (\text{III-41})$$

III.5.1.3. Méthode de la capacité basse fréquence – haute fréquence:

La méthode de Castagné-Vapaille [80], également connue sous le nom de "méthode haute et basse fréquence", propose une reformulation consistant à comparer deux courbes $C(V)$. Une courbe est mesurée à haute fréquence et l'autre à basse fréquence. L'idée est que, à haute fréquence, les états d'interface ne peuvent pas répondre suffisamment rapidement, et donc la capacité mesurée représente la capacité sans la contribution des états d'interface. En revanche, à basse fréquence, on suppose que tous les états d'interface réagissent au signal. La différence entre ces deux courbes correspond donc à la capacité attribuable aux états d'interface.

Pour les mesures à hautes fréquences, la capacité équivalente de la structure est donnée par:

$$C_{hf} = C_{sc} \quad (\text{III-42})$$

La capacité basse fréquence C_{lf} est donnée par l'expression :

$$C_{lf} = C_{sc} + C_{it} \quad (\text{III-43})$$

En effet, à haute fréquence, la capacité est donnée par l'équation (III-42), et à basse fréquence, la capacité est donnée par l'équation (III-43). A partir de l'équation (III-42) on détermine l'expression de la capacité C_{sc} . Ceci donne l'équation (III-44):

$$C_{sc} = C_{hf} \quad (\text{III-44})$$

En remplaçant C_{sc} par son expression dans l'équation (III-43) qui correspond à la mesure de capacité à basse fréquence, on obtient :

$$C_{it} = C_{lf} - C_{hf} \quad (III-45)$$

L'expression de C_{it} montre que la capacité des états d'interface peut être directement extraite expérimentalement à partir des mesures $C(V)$ à haute fréquence et à basse fréquence.

La densité des états d'interface N_{SS} est donnée par : [81]

$$D_{it} = \frac{C_{it}}{qA} \quad (III-46)$$

A partir de l'équation (III-45) et (III-46) on obtienne :

$$D_{it} = \frac{1}{qA} (C_{lf} - C_{hf}) \quad (III-47)$$

Cette méthode est connue sous le nom la méthode $C(V)_{lf-hf}$. Vu la simplicité relative de sa mise en œuvre, c'est cette méthode que nous avons utilisée dans l'analyse de nos résultats expérimentaux exposés dans le chapitre suivant.

III.5.2. Caractérisation des états d'interface par la méthode de la conductance

L'une des méthodes les plus sensibles pour évaluer la densité de pièges à l'interface D_{it} a été proposée par Nicollian et Goetzberger [11] Cette méthode, connue sous le nom de méthode de conductance, analyse la variation de conductance lors du changement d'occupation d'un état d'interface. En effet, les pièges d'interface situés à proximité du niveau de Fermi peuvent être occupés ou vides en fonction de la position du niveau de Fermi.

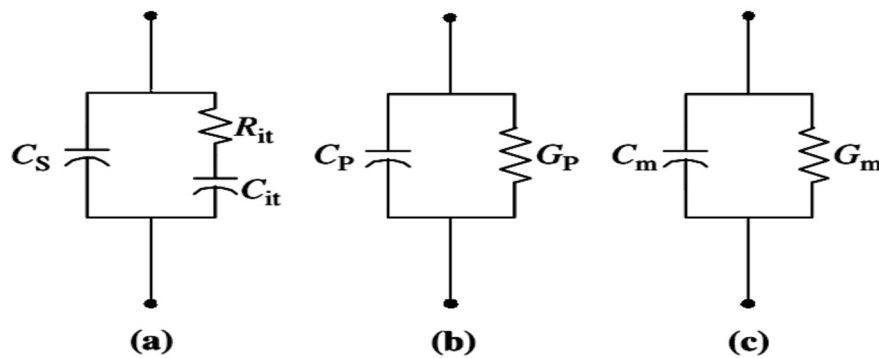


Figure III.13 : (a) Schéma de principe des circuits équivalents pour la méthode de conductance; (un dispositif MS avec des pièges d'interface de constante de temps τ_{it} $\tau_{it} = R_{it}C_{it}$); (b) circuit simplifié de (a); (c) circuit utilisant la capacité mesurée (C_m) et la conductance (G_m).

$$C_p = C_{sc} + \frac{C_{it}}{1+(\omega\tau_{it})^2} \quad (III-48)$$

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{q\omega\tau_{it}D_{it}}{1+(\omega\tau_{it})^2} \quad (III-49)$$

Conduisant à une constante de temps de dispersion et donnant la conductance normalisée comme :

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{qD_{it}}{2\omega\tau_{it}} \ln[1 + (\omega\tau_{it})^2] \quad (III- 50)$$

La conductance G_p est mesurée en fonction de la fréquence et tracée comme G_p/ω en fonction de ω . La courbe G_p/ω a un maximum à $\omega = 1/\tau_{it}$.

Et dans ce cas la densité de pièges d'interface :

$$D_{it} = 2G_p/q\omega \quad (III- 51)$$

Pour l'équation (III-50) on trouve $\omega = 2/\tau_{it}$.

Une expression approximative donnant la densité de pièges d'interface en termes de conductance G_p maximale [82].

$$D_{it} = \frac{2.5}{q} \left(\frac{G_p}{\omega}\right)_{max} \quad (III- 52)$$

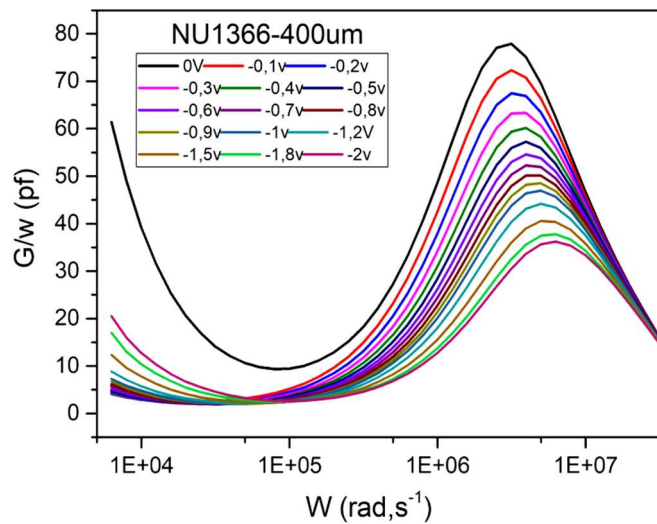


Figure III.14 : $G_p/\omega - \omega$. Pour la diode NU1366, diamètre de contacte 400 μ m, T=300k.

En effet, nous déterminons D_{it} à partir du $\left(\frac{G_p}{\omega}\right)_{max}$ et déterminons τ_{it} à partir de ω à l'emplacement maximale de la conductance sur l'axe ω .

La fréquence de mesure doit être déterminée avec précision et l'amplitude du signal doit être maintenue à environ 50mV ou moins pour empêcher les harmoniques de la fréquence du signal de provoquer des conductances parasites.

Les capacimètres supposent généralement que l'appareil consiste en la combinaison parallèle $C_m - G_m$ de la figure III.13 (c). Une comparaison de circuit de la figure III.13 (b) à III.13(c) donne G_p/ω en termes de capacité mesurée C_m et de conductance mesuré G_m , [82]:

• **Cas d'une structure MS:**

Pour le cas d'un contacte MS (Métal semi-conducteur), la conductance mesuré représente la conductance parallèle : $G_p = G_m$.

- Cas d'une structure de MOS :

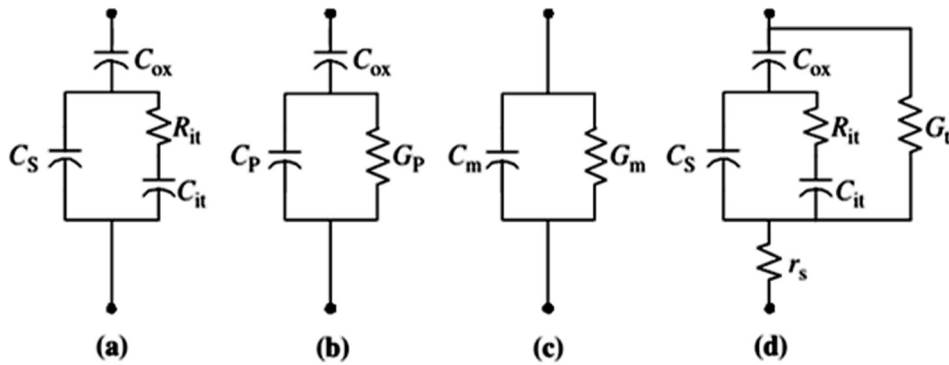


Figure III.15 : Circuits équivalents pour les mesures de conductance ; (a) MOS-C avec constante de temps $\tau=R_{it}.C_{it}$; (b) circuit simplifié de (a); (c) incluant la résistance série r et la conductance tunnel G_t . [82].

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{\omega G_m C_{ox}^2}{G_m^2 + \omega(C_{ox} - C_m)^2} \tag{III- 53}$$

C_m et G_m sont la capacité et la conductance mesurées.

La résistance série est donc la partie réelle de l'impédance mesurée figure III-16(a) en accumulation elle est donnée par l'équation (III-54) [82]:

$$R_s = \frac{G_{ma}}{G_{ma}^2 + \omega^2 C_{ma}^2} \tag{III- 54}$$

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

- Pour le cas d'une structure MIS :

La figure.III.16 représente le circuit équivalent d'une structure MIS pour la méthode de conductance, et compris les effets de piège d'interface C_{it} et R_{it} .

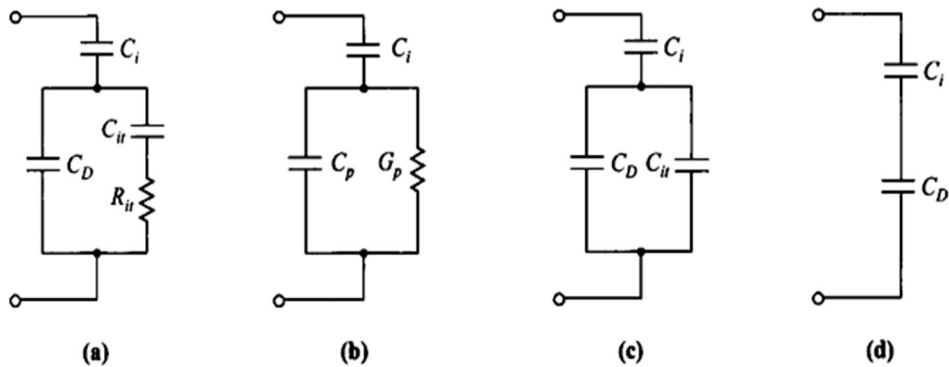


Figure III.16 : (a)-(b) Circuits équivalents, y compris les effets de piège d'interface, C_{it} et R_{it} . (c) Circuits équivalents à basse fréquence. (d) Circuits équivalents à haute fréquence. [79].

CHAPTER IV

Résultats et interprétation

IV.1 Introduction

Les applications des structures à base de GaAs ont été diverses, couvrant des domaines tels que l'optoélectronique [83], [84], et les dispositifs à haute fréquence [85]. Ceci est attribué aux propriétés remarquables du GaAs, telles que sa bande interdite directe et sa mobilité électronique élevée [86]. Cependant, le GaAs présente un inconvénient majeur est la forte recombinaison de surface [87], ce qui entraîne une augmentation du bruit de fond et du courant de fuite [88]. Dans le cas d'une diode Schottky, la performance est principalement déterminée par la qualité de l'interface entre le métal déposé et la surface du semi-conducteur [89].

Dans un premier temps, ce chapitre vise à présenter les caractéristiques électriques (I-V) à la température ambiante des diodes NU1363, NU1366, NU778 et NU780 en polarisations directe et inverse. L'effet de la surface de contact Schottky sur ces caractéristiques sera présenté également. Dans un deuxième temps, les mesures des caractéristiques capacité en fonction de la tension (C-V) et conductance en fonction de la tension (G-V) pour des fréquences variables et l'effet de la tension sur les caractéristiques capacité en fonction de la fréquence (C-f) et conductance en fonction de la fréquence (G-f) sont présentées et discutées. Ensuite nous étudions l'effet de la surface du contact Schottky sur ces caractéristiques. Finalement les états d'interfaces et les figures de mérites sont extraits à partir de ces caractéristiques.

IV.2 Description du matériel de mesure

Les mesures I-V et C-V ont été effectuées à l'aide d'un analyseur de paramètres semi-conducteurs B1500A de Keysight. Les mesures C-V ont été effectuées à des fréquences différentes 5MHz, 1MHz, 800 KHz, 700 KHz, 500 KHz, 300 KHz, 100 KHz, 50 KHz, 10 KHz, 5 KHz, 4 KHz, 3 KHz, 2 KHz à température ambiante.



Figure IV.1 : Analyseur de paramètres semi-conducteurs B1500A de Keysight

IV.2.1 L'analyseur de dispositif à semi-conducteur KEYSIGHT B1500A

Le Keysight B1500A (Agilent) Semiconductor Device Analyzer est un instrument modulaire avec une configuration à dix fentes qui prend en charge les mesures I-V, C-V et G-V. Son interface utilisateur, le logiciel Easy EXPERT, offre une approche plus intuitive pour la caractérisation des dispositifs à semiconducteurs. En raison de ses capacités de mesure de capacité extrêmement faible, basse tension et intégrée, le B1500A peut être utilisé en conjoint avec d'autres outils de caractérisation des dispositifs à semi-conducteurs (par exemple, le software IC-CAP).



Figure IV.2 : Analyseur de paramètres semi-conducteurs à double canal de la gamme B1500A de Keysight

IV.2.1.1 Caractéristiques et avantages

- Haute résolution de mesure de 0,1fA/0,5 μ V
- Les caractéristiques de mesure comprennent le balayage à un seul et multi canal, l'échantillonnage du temps, le contrôle direct et l'interface graphique arbitraire de génération de formes d'ondes linéaires (ALWG) pour les HV-SPGUs.
- Le module de capacité intégré facultatif prend en charge les mesures C-V jusqu'à 5MHz
- Solutions de commutation C-V \Leftrightarrow I-V basées sur le positionneur disponible avec résolution de mesure de tension de 0,5 μ V et capacité de résolution de mesure de courant de 10fA, 1fA ou 0,1fA
- Solution 10 ns I-V pulsée est disponible pour caractériser les transistors diélectriques et SOI (silicium-sur-isolant).

IV.2.1.2 Spécifications clés

- Instrument pc avec Windows ® XP Professional OS
- Solution à boîte unique pour les caractéristiques courant-tension (I-V) et capacité-tension (C-V), la génération d'impulsions, et la mesure du domaine temporel.
- Précision remarquable de mesure des caractéristiques I-V de 0,1 fA et 0,5 μ V.
- Prend en charge la mesure quasi statique et à moyenne fréquence de la capacité-tension (CV).

IV.2.2 Easy expert de Keysight

Le logiciel de caractérisation basé sur l'interface graphique Keysight EasyEXPERT group+ est disponible pour la série d'analyseurs de courant-tension de précision Keysight. Il est disponible sur la plateforme Windows 10 embarquée du B1500A avec écran tactile 15 pouces pour accélérer les tâches de caractérisation. Il prend en charge une caractérisation efficace et reproductible des dispositifs dans l'ensemble du processus de caractérisation, de la configuration et de l'exécution des mesures à l'analyse et à la gestion des données, que ce soit une opération manuelle interactive ou une automatisation sur une plaquette en conjonction avec un testeur de dispositif semi-automatique.

EasyEXPERT facilite la réalisation immédiate d'une caractérisation complexe de dispositifs à semi-conducteurs avec les mesures prêtes à l'emploi (tests d'application) fournies, et offre la possibilité de stocker automatiquement les conditions de test et les données de mesure après chaque mesure dans une base de données intégrée unique (espace de travail), garantissant que les informations précieuses ne sont pas perdues et que les mesures peuvent être répétées ultérieurement.

La série d'analyseurs de courant-tension de précision Keysight fournit la solution complète pour la caractérisation des dispositifs à semi-conducteurs avec ces capacités polyvalentes.

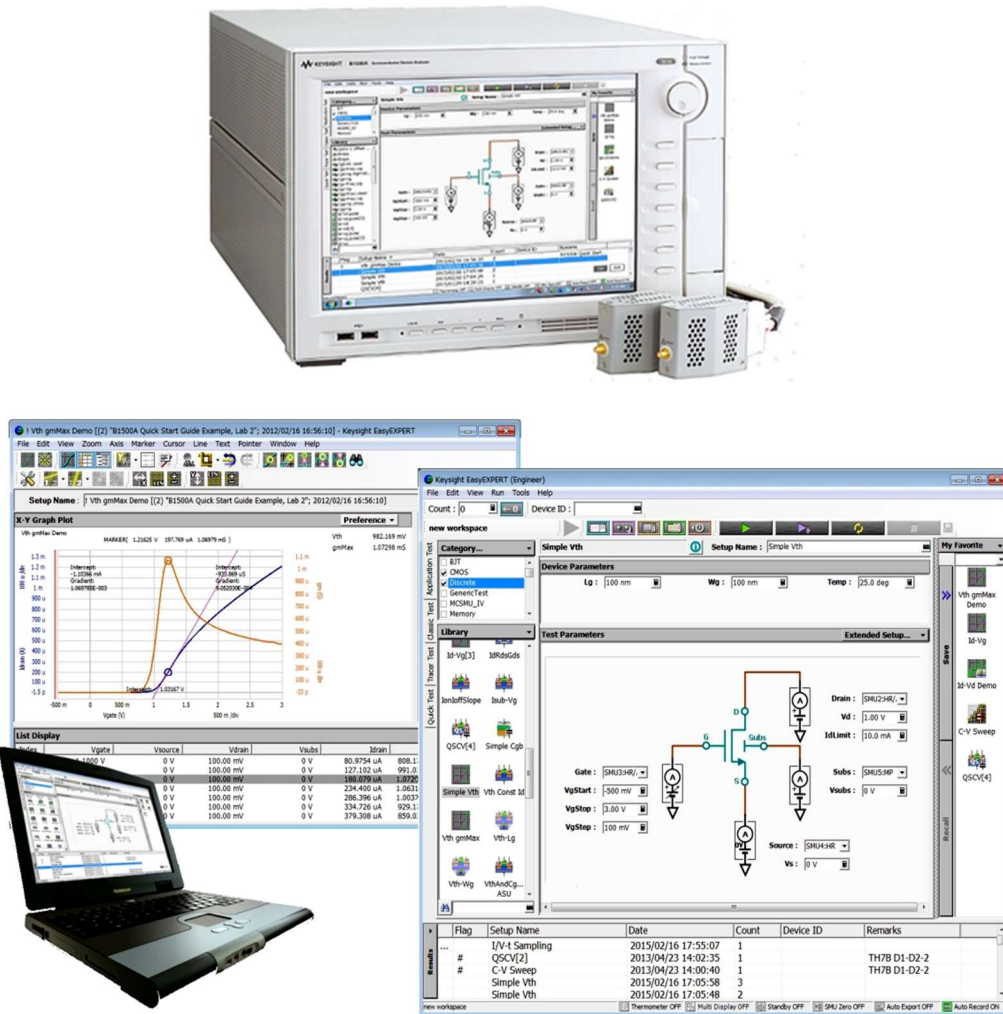


Figure IV.3 : Interface de logiciel EasyEXPERT de Keysight

IV.3 Caractéristiques Courant-Tension (I-V)

Le but de ce travail étant de caractériser électriquement des diodes Schottky (DS) NU1363, NU1366, NU778 et NU780 en fonction du diamètre du contact Schottky. Les caractéristiques électriques (I-V) des différentes DS élaborées avec différents diamètres (allant de 250 μm à 1000 μm), ont été étudiées en polarisation directe et inverse sous une tension variant de -4V à +4V à la température ambiante ($T=300\text{ }^\circ\text{K}$).

Plusieurs méthodes ont été utilisées afin de pouvoir extraire les paramètres électriques (figures de mérite) tels que le facteur d'idéalité n , le courant de saturation I_0 , la résistance série R_s et la résistance R_{on} à partir des courbes (I-V).

L'extraction des paramètres est effectuée en supposant que les caractéristiques I-V obéissent à la simple équation de Schottky pour l'émission thermoïnique donnée par [90], [91] :

$$I = I_s \left(\exp\left(\frac{q(V-R_s I)}{nkT}\right) - 1 \right) \quad (IV.3)$$

Où I_s est le courant de saturation, q est la charge élémentaire, R_s est la résistance série et n est le facteur d'idéalité. K et T sont respectivement la constante de Boltzmann et la température absolue (K). Dans ce mécanisme de conduction, I_s est donné par [90], [91]:

$$I_s = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{KT}\right) \quad (IV.2)$$

Où A est la surface de la diode Schottky, A^* est la constante de Richardson ($8,05 \text{ A.cm}^{-2}.\text{K}^{-2}$. [92], [93], [94]) et ϕ_B est la hauteur de la barrière Schottky. ϕ_B et R_s sont déterminés à partir de la fonction Norde modifiée (V , T), qui suppose un processus d'émission thermoïnique [95], [70]. À partir de l'équation courant-tension, la fonction $F(V)$ est définie comme [91], [95], [70] :

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{KT}{q} \text{Ln} \left(\frac{I(V)}{AA^*T^2} \right) = \phi_B + \frac{I.R_s}{n} + V \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{2} \right) \quad (IV.3)$$

On peut montrer que la hauteur de barrière ϕ_B est donnée par [91], [95]:

$$\phi_B = F(V)_{min} - \left(\frac{2}{n} - 1 \right) \frac{KT}{q} + V_{(F_{min})} \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{2} \right) \quad (IV.4)$$

Le facteur d'idéalité est calculé à partir de la pente de la région linéaire de la faible polarisation directe (I) en fonction de la tension et peut s'écrire [91] [95] :

$$n = \frac{q}{KT} \left(\frac{dV}{d\text{Ln}(I)} \right) \quad (IV.5)$$

R_s est extrait de la fonction $F(V)$ comme [91] [95] :

$$R_s = \frac{(2-n)KT}{qI_{F(min)}} \quad (IV.6)$$

où $I_{F(min)}$ est le courant à $F(V)_{min}$.

La résistance à l'état passant R_{ON} est évaluée à partir de la pente dans la région linéaire des caractéristiques I-V

IV.3.1 Caractéristique courant-tension en fonction de la surface.

L'étude a été faite sur des diodes Schottky qui dispose chacune de multi surfaces, à différents diamètres, dont les paramètres sont regroupés dans le tableau suivant IV.1:

Diode Schottky	Type	Dopage (cm^{-3})	Orientation cristalline	Température de préparation	Diamètres (μm)
NU 1363	P	1×10^{16}	(311)A	680	500, 600, 1000
NU 1366	P	1×10^{17}	100	680	250, 300, 300, 400, 500, 600
NU 778	N	1×10^{16}	100	650	300, 500, 600, 800, 1000
NU 780	N	1×10^{16}	100	600	400, 800

Tableau IV.1: Les paramètres des diodes Schottky utilisées : NU1363, NU1366, NU778 et NU780.

IV.3.1.1 Extraction des paramètres de la diode NU 1363

Sur la figure IV.4, nous représentons les caractéristiques courant-tension de la diode Schottky NU1363 pour différentes surfaces aux diamètres suivants : 500 et 600 μm .

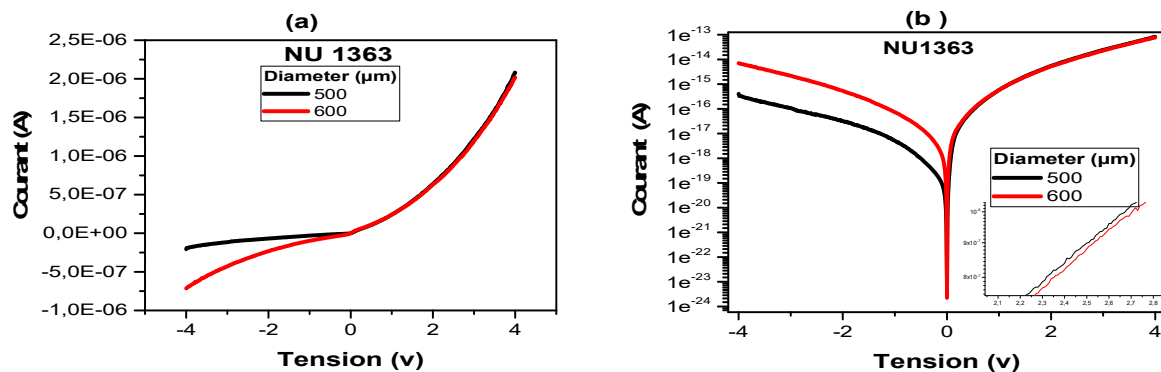


Figure IV.4 : Les caractéristiques électriques courant-tension mesurées de la diode Schottky NU1363 pour différents diamètres (500 et 600 μm) à la température ambiante 300 K,

(a) en échelle linéaire et (b) en échelle semi-log.

Selon la figure IV.4, on remarque que l'augmentation de la surface (avec des diamètres de 500 et 600 μm), engendre une diminution du courant et un léger changement de la tension de seuil presque non remarquable, et affecte principalement le courant inverse, c'est-à-dire le courant de fuite.

Dans la figure IV.5, les différents paramètres des contact Schottky, telle que le facteur d'idéalité n , la hauteur de barrière ϕ_B , la résistance série R_S et la résistance R_{ON} , avec différentes surfaces, sont présenté en fonction du diamètre de ces surface.

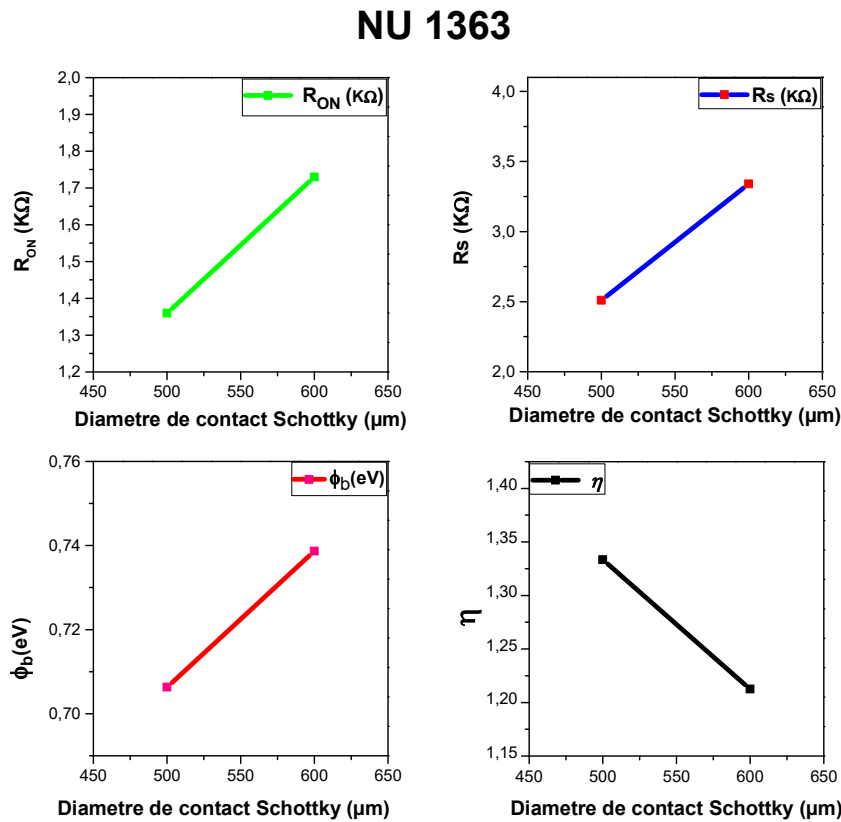


Figure IV. 5 : Les paramètres extraits de la diode NU1363 extraits depuis les caractéristiques I-V.

IV.3.1.2 Extraction des paramètres de la diode NU 1366

La figure IV.6 montre les caractéristiques I–V de la diode Schottky AlGaAs de type p dopée Be à température ambiante pour différentes diamètre (250, 300, 400, 500 et 600 μm) de contact Schottky NU1366.

Au la figure IV.6 (b) montre les caractéristiques I–V semi-log de polarisation directe de la diode Schottky. On observe qu'il y a une influence apparente sur le courant en changeant les surfaces de contact. Un comportement étrange à la polarisation inverse plus de 1V, peut-être dû aux états de surface qui sont, peut-être, non-uniforme. Il est bien connu que le courant de fuite est très sensible aux états d'interface et les défauts en générale.

Dans la figure IV.7, en fonction des différents diamètres de surface de contact Schottky, nous présentons les résultats de différents paramètres tels que le facteur d'idéalité n , la hauteur de la barrière Φ_b , la résistance série R_S et R_{ON} .

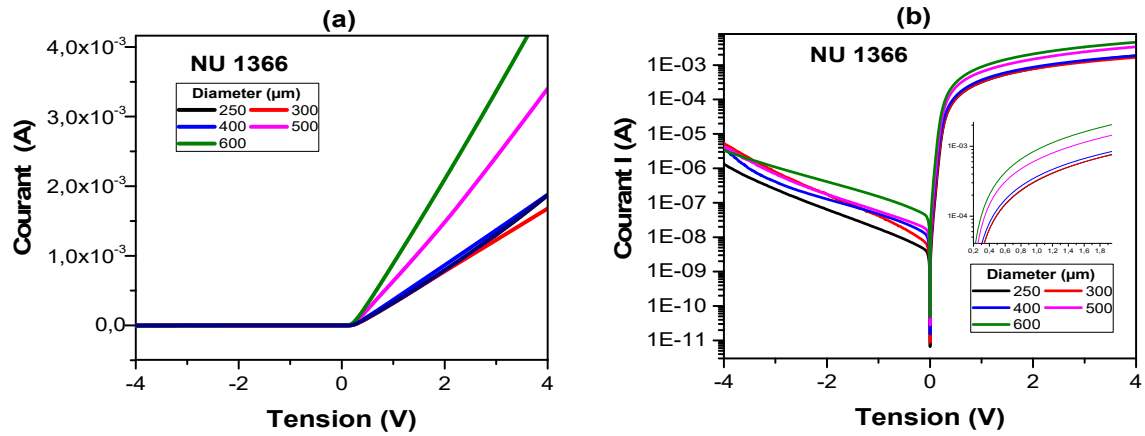


Figure IV.6 : Caractéristiques électriques courant tension de la diode Schottky NU1366 pour différents diamètres à 300 K.

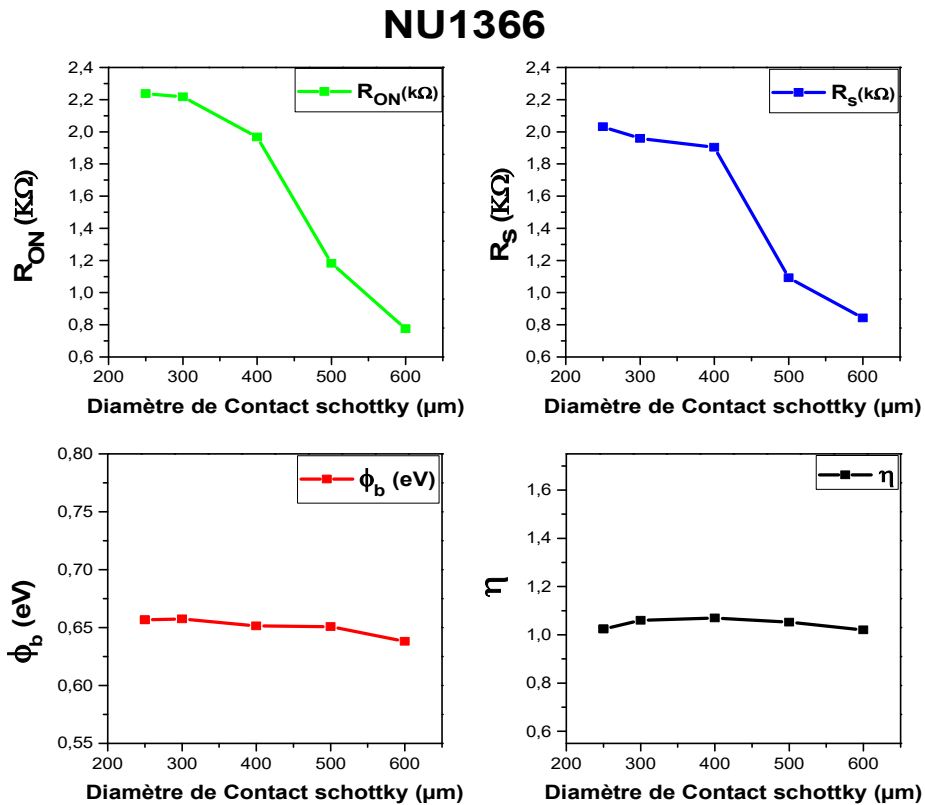


Figure IV.7 : Le tracé des paramètres extraits de la diode NU1366 depuis la caractérisation I-V.

IV.3.1.3 Extraction des paramètres de la diode NU778

Sur la figure IV.8, les caractéristiques de courant-tension (I-V) mesurées de la diode Schottky Ti/Au/nAlGaAs/n-GaAs/n-AlGaAs MQW dopée au silicium, sont tracées pour une tension de

polarisation allant de -4 à 4V et pour différents diamètres du contact de 300, 500, 600, 800 et 1000 μm .

La figure IV.8.(b) montre les caractéristiques de courant-tension (I-V) semi-logarithmiques, sur le tracé de I-V en polarisation directe mesurées de la diode Schottky, on peut le voir que la diode présente un assez bon comportement pour différents diamètres de contact Schottky.

A la polarisation inverse, la dépendance des caractéristiques I-V avec les surfaces de contact Schottky montre un comportement non linéaire.

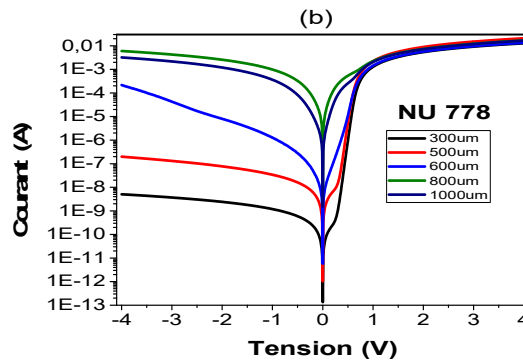


Figure IV.8 : Caractéristiques électriques courant tension de la diode Schottky NU778 pour différents diamètres à 300 K.

Les paramètres de diode (facteur d'idéalité n , hauteur de barrière ϕ_B , résistance série R_S et la résistance à l'état passant), extraites de ces caractéristiques (figure IV.8), sont présentées à la figure IV.9 en fonction du diamètre du contact Schottky de la diode NU778.

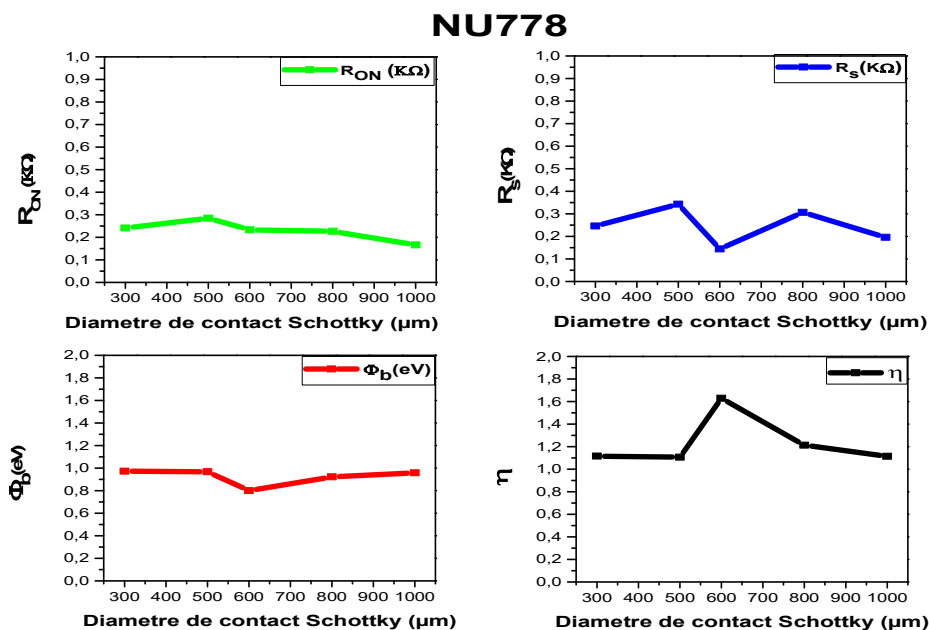


Figure IV.9 : Le tracé des paramètres extraits de la diode NU778 depuis la caractérisation I-V

IV.3.1.4 Extraction des paramètres de la diode NU780

Sur la figure IV.10, les caractéristiques courant- tension de la MQW diode Schottky NU780 sont présentées pour différentes surfaces aux diamètres : 400-800 et 800 μm .

On remarque que la réduction de la surface implique une diminution du courant.

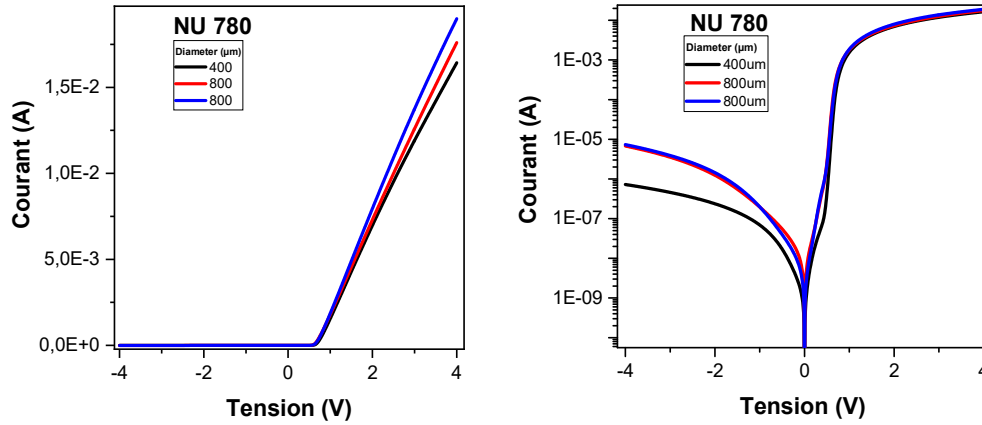


Figure IV.10: Caractéristiques électrique courant-tension de la diode Schottky NU780 pour différents diamètres 400 et 800 μm à 300 K.

La figure IV.11, présent des paramètre de diode Schottky en fonction de diamètre, telle que le facteur d'idéalité a est calculé à partir de la pente de la région linéaire du faible polarisation direct (I)- V . et R_s est extrait de la fonction (V), ϕ_B déterminé à partir de la fonction Norde modifiée, (V , T), ensuite la résistance R_{ON} est évaluée à partir de la pente dans la région linéaire des caractéristiques I-V.

NU780

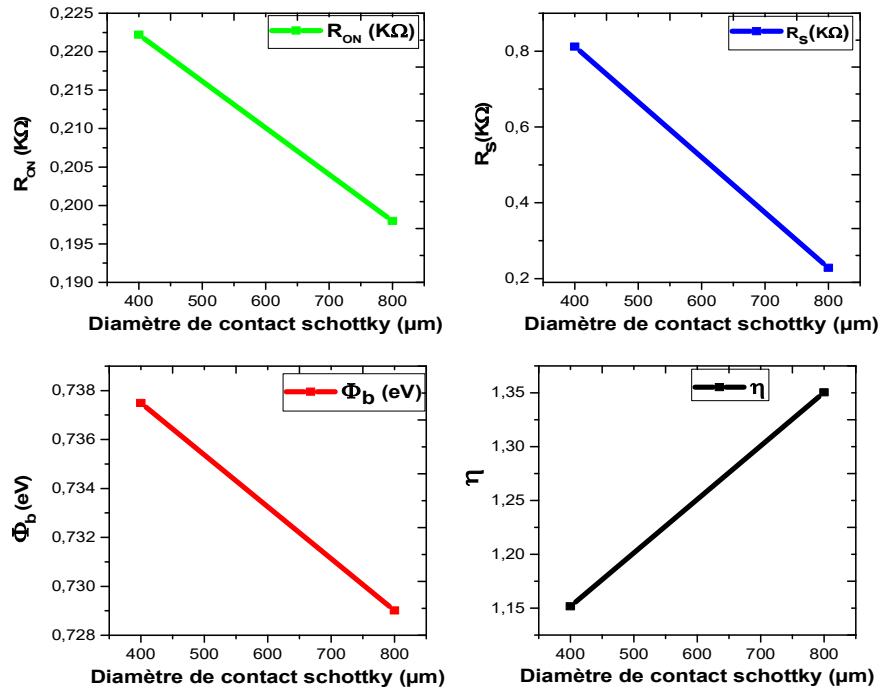


Figure IV.11 : Le tracé des paramètres extrait de la diode NU1366 depuis la caractérisation I-V.

IV.4 Mesures en fonction de la fréquence

IV.4.1 Caractéristiques C-V-f

Les caractéristique (C-V-f) capacité-tension pour différentes fréquences et tensions de polarisation directe et inverse, donnent des informations importantes sur la distribution des états de surface et sur la résistance série de la structure MS.

Les valeurs de la capacité augmentent avec l'augmentation de la tension de polarisation appliquée et atteignent une valeur maximale dans une certaine région de polarisation en raison de la présence de défauts et de la résistance série (R_s). D'autre part, les valeurs de capacité diminuent avec l'augmentation de la fréquence à la température ambiante.

Nous allons étudier les caractéristiques capacité-tension en fonction de la fréquence pour les diodes NU1363, NU1366, NU778 et NU780.

IV.4.1.1 Caractéristiques C-V-f pour la diode Schottky NU1363

La figure IV.12 présentent les caractéristiques C-V de la diode Schottky NU1363 en fonction de la fréquence pour une tension de polarisation allant de -4 à +2V, et pour les surfaces de diamètres 500, 600 et 1000 μm , respectivement, et à la température ambiante.

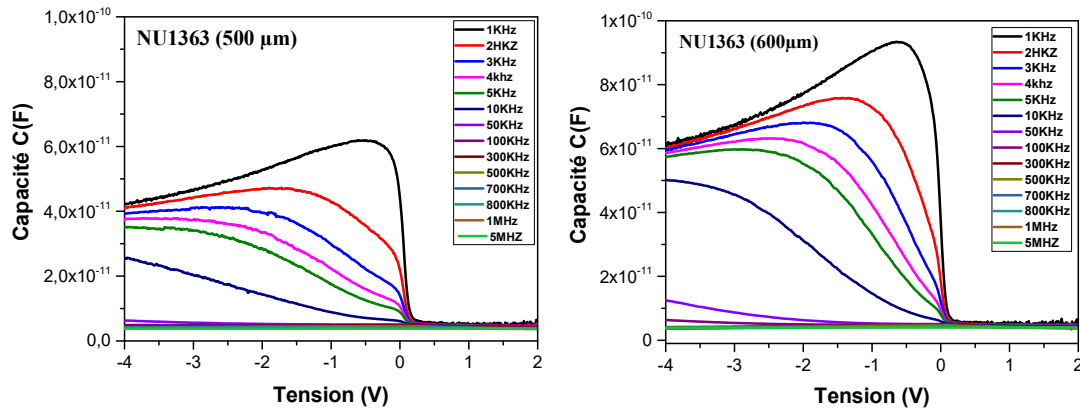


Figure IV.12: Tracé de variation C-V de la diode Schottky NU1363 en fonction de la fréquence à la température ambiante pour les surfaces de diamètre 500 et 600µm.

La figure IV.12 montre les caractéristiques C-V mesurées de la diode Schottky NU1363 de type p $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$ par rapport à la polarisation appliquée pour différentes fréquences de 1 KHz à 5 MHz, les courbes de capacitance sont liées fortement par la tension appliquée et à la fréquence.

D'après la figure IV.12, on constate la présence de deux régimes dominants qui sont, en premier lieu, le régime de charge de capacité et après l'accumulation des porteurs où la valeur de capacité est quasi stable, et cela apparaît aux hautes fréquences. En deuxième lieu, on a observé le régime de décharge où la valeur de capacité diminue.

Les valeurs maximales de la capacité à la fréquence 1 KHz pour la surface de diamètre 500 µm estimée à 6.10^{-11} F, est moins importante que celle mesurée pour les surfaces de diamètre 600 et 1000µm qui est de 1.10^{-10} F et $1,5.10^{-10}$ F respectivement (Figure IV.12). Cela peut être dû à l'élargissement de la barrière Schottky lors d'une augmentation de surface du contact.

On remarque une apparition d'un pic vers la tension de -0.3V pour les contacts de surface avec les diamètres 500µm et 600µm, La valeur de la capacité au pic tend à diminuer avec l'augmentation de la fréquence. Ce pic peut être attribué à la distribution de la densité d'états D_{it} selon Ho [96], L'augmentation de la valeur de crête de la capacité se produit parce que les états d'interface à des fréquences plus basses peuvent suivre le signal alternatif et produire une capacité excédentaire qui dépend de la fréquence, et donc l'effet de résistance série ne peut pas être observé car les états d'interface sont plus prononcés. Cependant, dans la limite haute fréquence, la contribution des états d'interface qui peuvent suivre le signal alternatif, à la capacité totale est négligeable. Par conséquent, le pic de capacité a tendance à diminuer lorsque la fréquence augmente.

IV.4.1.2 Caractéristiques C-V-f pour la diode Schottky NU1366

Les figures IV.13 présentent les caractéristiques C-V-f de la diode Schottky NU1366 en fonction de la fréquence et pour une tension de polarisation allant de -3V à +3V, Les mesures ont été effectuées à la température ambiante et réalisées pour six surfaces de diamètres différents : 250, 300, 400, 500 et 600 μm , respectivement. Ces diamètres ont été choisis pour couvrir une plage de surfaces représentatives.

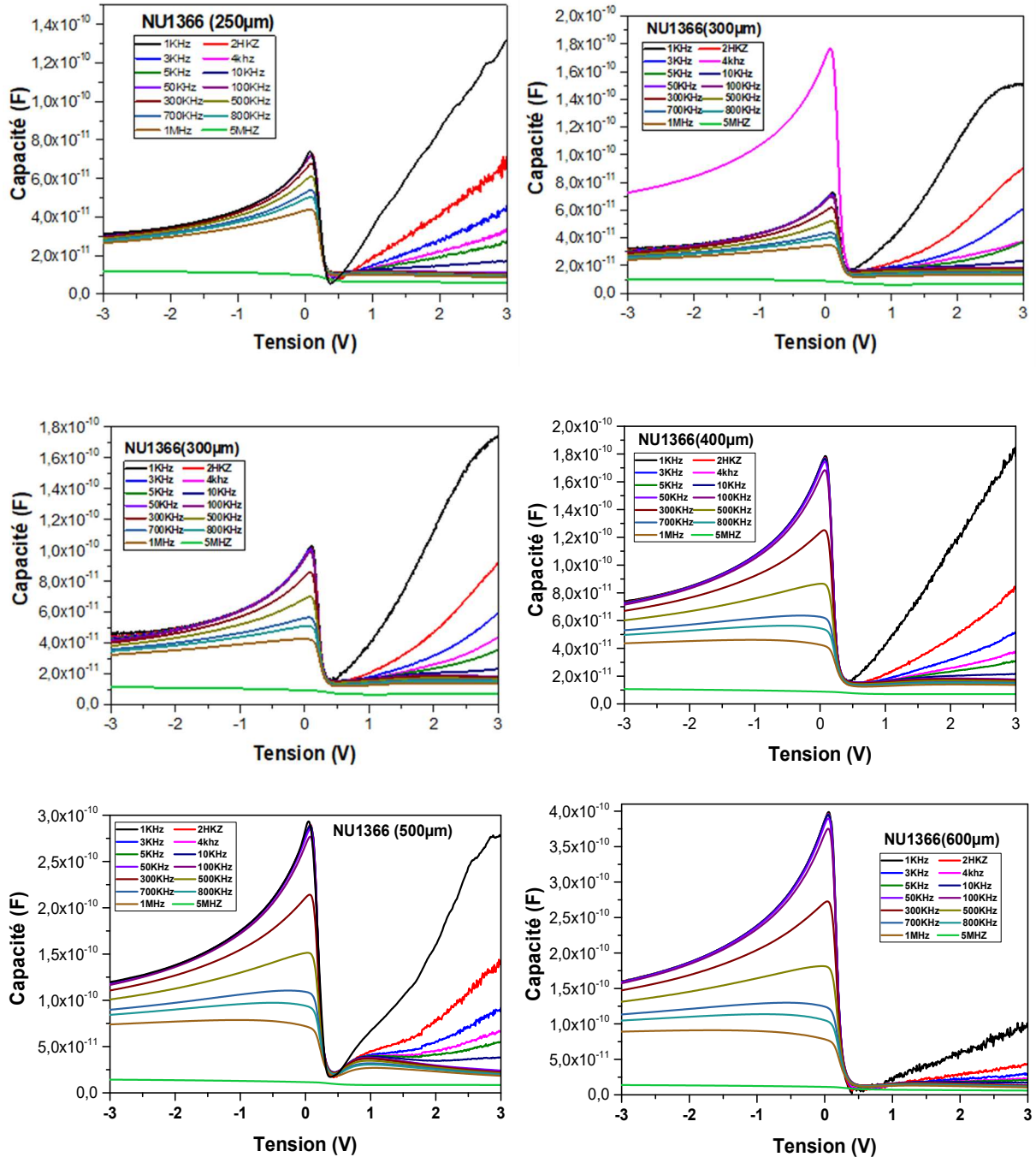


Figure IV.13 : Caractéristiques C-V de la Diode Schottky NU1366 de type $\text{p Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$ en fonction de fréquence à la température ambiante pour les surfaces de diamètre suivent : 250, 300, 300, 400, 500 et 600 μm .

La figure IV.13 montre les caractéristiques C-V mesurées de la diode Schottky NU1366 de type p $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$ par rapport à la polarisation appliquée [-3,+3 V] pour diverses fréquences [1 KHz-5MHz], a la température ambiante.

Les courbes de capacitance sont liées par la tension appliquée et à la fréquence, et on voit la même tendance pour les caractéristiques C-V obtenues pour les différents diamètres des surfaces de contacts Schottky pour la diode référencé NU1366, La valeur de la capacité augmente avec une diminution des fréquences due à la réponse dépendante de l'état d'interface. En outre. Les courbes C-V donnent un pic dans la région de déplétion en raison de la distribution particulière des états d'interface entre l'interface M/S et l'effet de la résistance série.

La position des pics dans les courbes C-V se déplace vers la région de polarisation inverse avec une fréquence croissante et disparaît presque aux hautes fréquences. Cela se produit parce qu'à des fréquences plus basses les états d'interface peuvent suivre le signal alternatif et produire une capacité excédentaire, qui dépend de la fréquence. Dans la limite haute fréquence ($f \geq 700\text{KHz}$), cependant, les états d'interface ne peuvent pas suivre le signal de courant alternatif. Cela rend la contribution de la capacité de l'état d'interface à la capacité totale négligeable.

L'anomalie du pic dans les courbes C-V a été également observée dans des études expérimentales dans la littérature. Werner [97] et Bati [98] ont montré que l'anomalie du pic est également due à la résistance série R_s et à l'injection des porteurs minoritaires et probablement à la présence d'une couche d'oxyde inter faciale.

IV.4.1.3 Caractéristiques C-V-f pour la diode MQW NU778 de type n GaAs/ $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$

Les résultats présentés dans les figures suivent ont été obtenus à partir de mesures expérimentales de caractéristiques capacitance-tension-fréquence (C-V-f) de la diode Schottky NU778. Ces mesures ont été effectuées à température ambiante et pour des tensions de polarisation allant de -3 à +3V. Les surfaces de contact ont été variées entre 300 μm , 500 μm , 600 μm , 800 μm et 1000 μm .

Les valeurs de Capacité augmentent avec l'augmentation de la tension de polarisation appliquée et atteignent une valeur maximale dans une certaine région de polarisation en raison de la présence de défauts et de la résistance série (R_s).

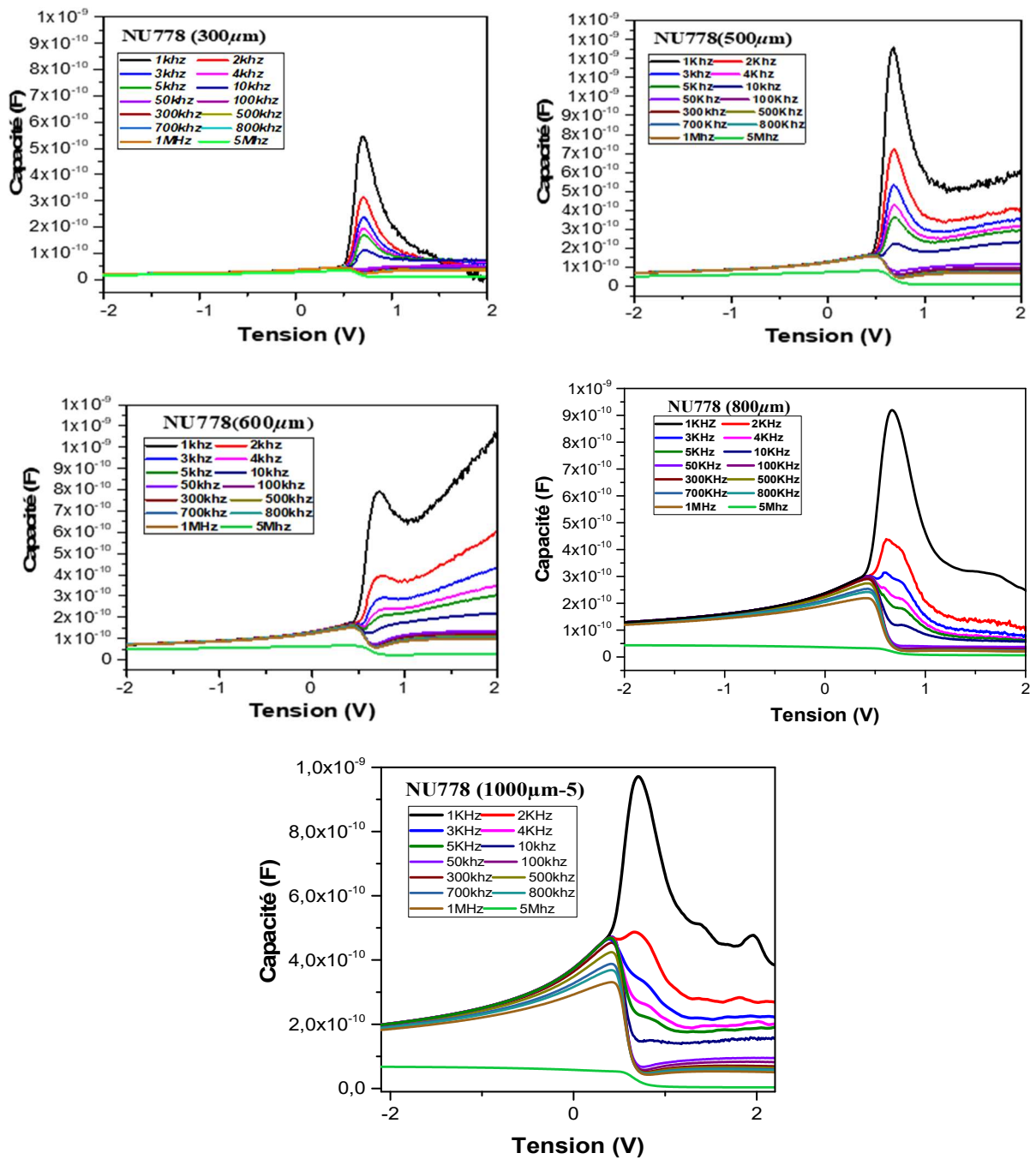


Figure IV.14 : Caractéristiques C-V de la Diode Schottky NU778 de type p $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ en fonction de fréquence à la température ambiante, pour les surfaces des diamètres : $300\mu\text{m}$, $500\mu\text{m}$ $600\mu\text{m}$, $800\mu\text{m}$ et $1000\mu\text{m}$

La valeur maximale de la capacité diminue avec la croissance de la fréquence. Cela est dû au fait que la diode Schottky a une largeur de bande interdite faible. Ce qui entraîne une densité élevée d'états de surface et une grande dispersion des charges d'espace. En conséquence, la capacité diminue plus rapidement avec l'augmentation de la fréquence. De plus, la position de pic de la capacité est ce décale, et il s'estompe et se reflète lorsque la fréquence augmente.

IV.4.1.4 Caractéristiques C-V-f pour la diode MQW NU780 de type n GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As

La figure IV.15 montre les caractéristiques C-V de la diode Schottky n-AlGaAs MQW de type n pour différents diamètres 400 et 800 μm et de fréquence allé de 1 KHz à 5 MHz.

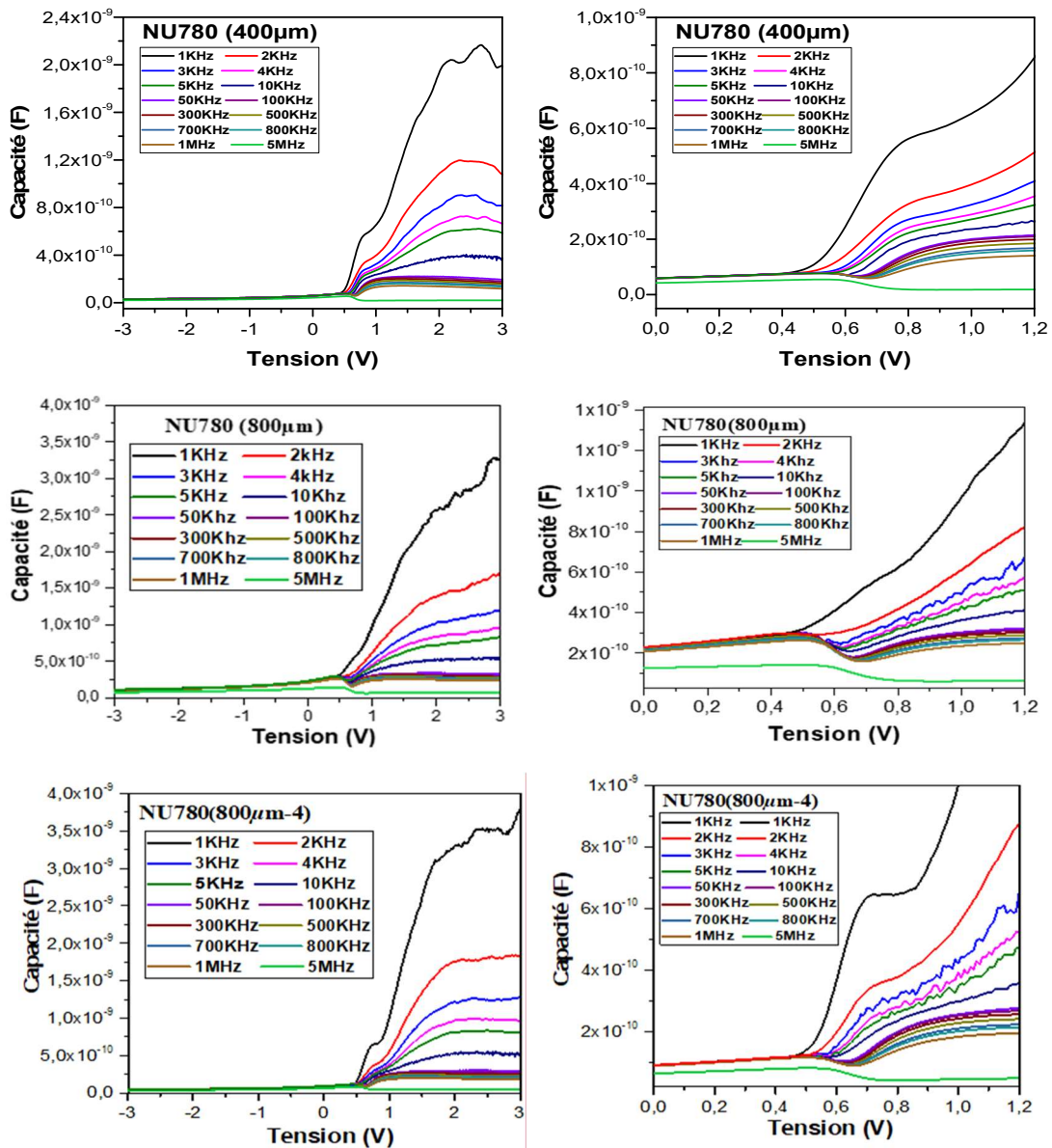


Figure IV.15 : Caractéristiques C-V de la Diode Schottky MQW NU780 de type p GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As en fonction de fréquence à la température ambiante pour la surface de diamètre 400, 800 et 800 μm (2).

Sur la figure IV.15, nous observons à partir d'une polarisation 0.5 V que la valeur de la capacité diminue avec l'augmentation de la tension de polarisation inverse, ce qui est le phénomène normal de la caractéristique C-V. Contrairement à la polarisation inverse, la valeur de capacité diminue inversement avec la variation de fréquence, et une faible variation de

capacité en polarisation inverse a toutes les fréquences inférieure de 1 MHz, et une grande diminution de capacité a la fréquence de 5 MHz.

Nous pouvons constater sur la figure IV.15, que sur toute les mesures de capacité a la bande des fréquences >50 KHz et en polarisation direct, donne une capacité excédentaire.

IV.4.2 Caractéristiques G-V-F

Les caractéristiques conductance-tension-fréquence (G-V-f) des diodes Schottky sont souvent utilisées pour caractériser les propriétés de transport de charge dans ces dispositifs. Les résultats des mesures de G-V-f peuvent fournir des informations sur la densité de porteurs de charge, la mobilité électronique et la qualité de l'interface entre le matériau semi-conducteur et le métal utilisé pour la jonction Schottky.

Des études précédentes ont montré que la conductance d'une diode Schottky dépend de nombreux facteurs, tels que la taille et la forme de la jonction, le matériau utilisé pour la jonction, la pureté du matériau et la qualité de la fabrication [99].

De plus, la conductance dépend également de la fréquence et de température de la tension appliquée [100]. Par conséquent, la mesure des caractéristiques G-V à différentes fréquences et températures peut fournir des informations détaillées et importantes sur la distribution des états de surface et sur la résistance série des diodes Schottky [96].

La conductance est mesurée en fonction de la tension appliquée pour les diodes Schottky NU1363, NU1366, NU778 et NU780 à différentes fréquences dans une gamme de fréquences allant de 1 KHz à 5 MHz à la température ambiante (300 K) ; la tension appliquée a été prise entre -4 et +4 V.

Les courbes (G/ω) -V-f dans les résultats suivant montrent que le (G/ω) est influencé par la tension de polarisation et par la fréquence.

IV.4.2.1 Caractéristiques G-V-F de la Diode Schottky NU1363 de type p $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$

La figure IV.16 présente les résultats de mesures des caractéristiques de conductance en fonction de la tension (G-V-f) et les courbes (G/ω) -V-f de la diode Schottky NU1363, à différentes fréquences de 1 KHz a 5 MHz, dans une plage de tension allant de -4 à 4 V. Les mesures ont été effectuées à la température ambiante.

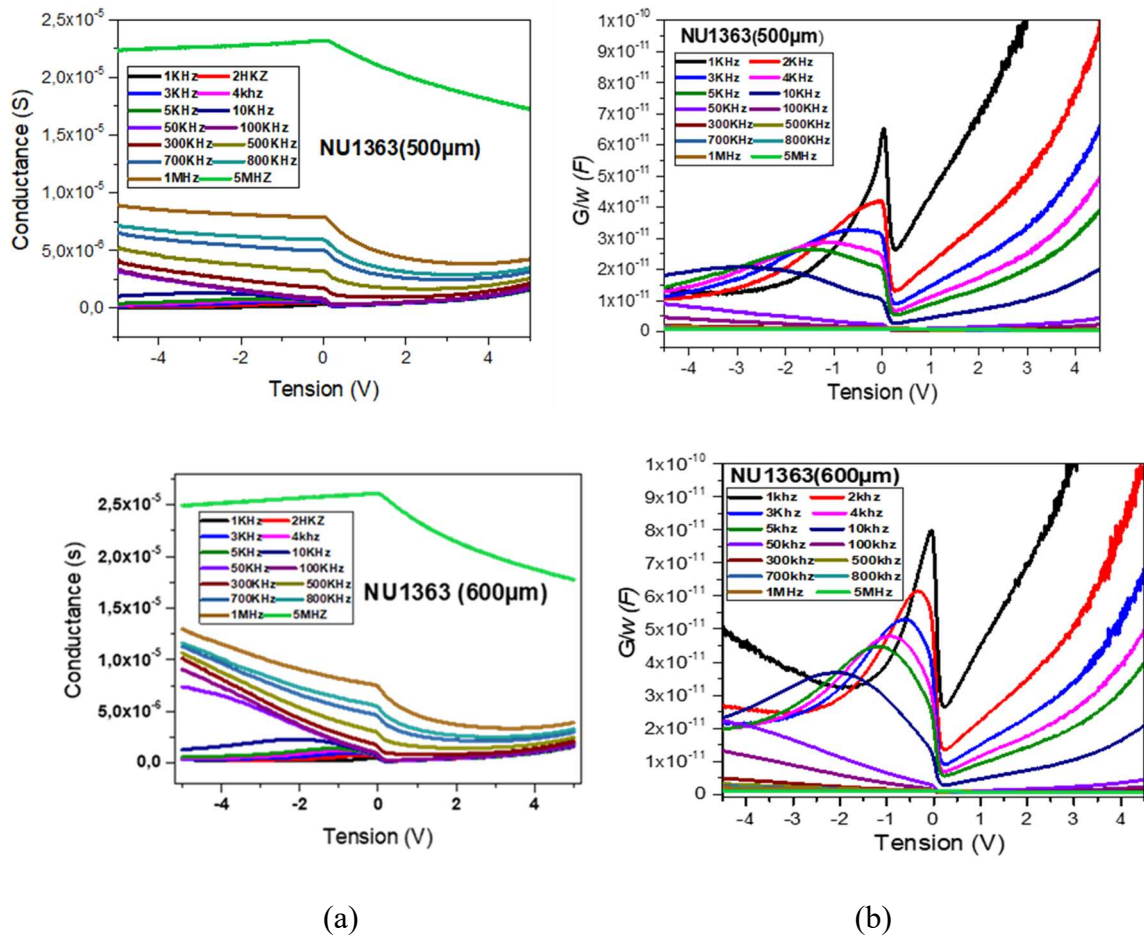
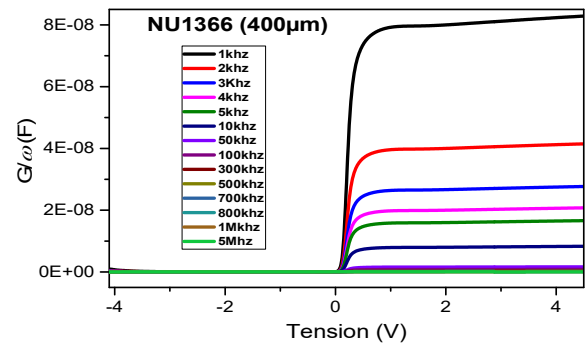
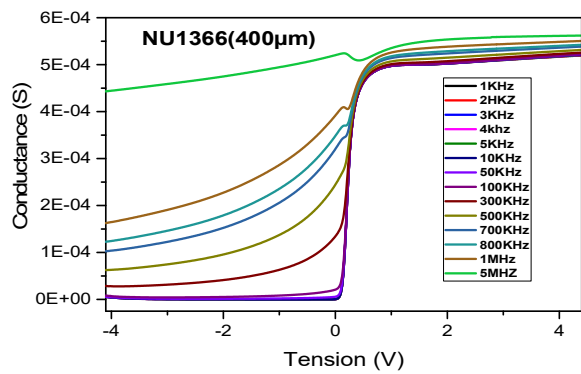
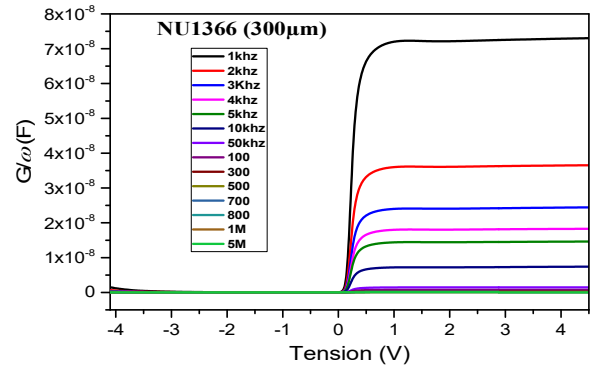
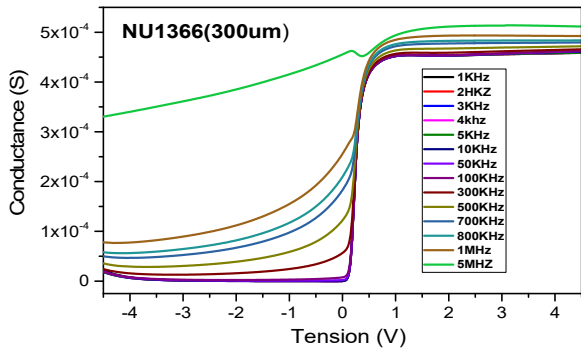
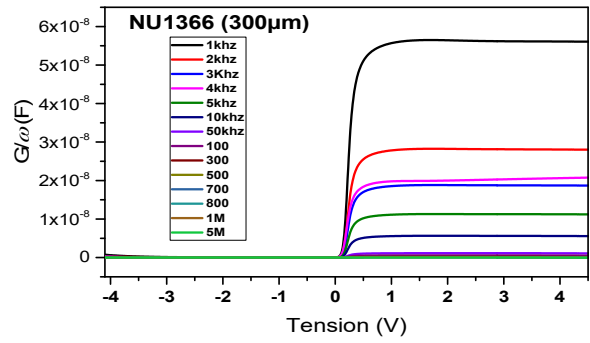
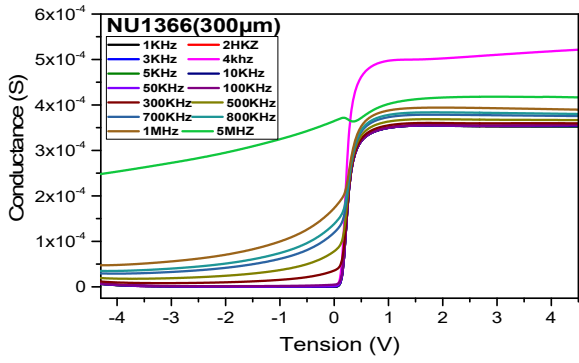
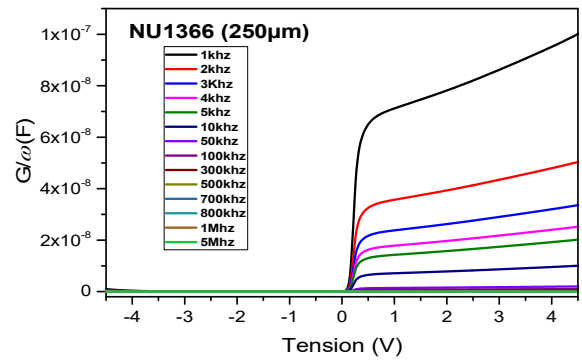
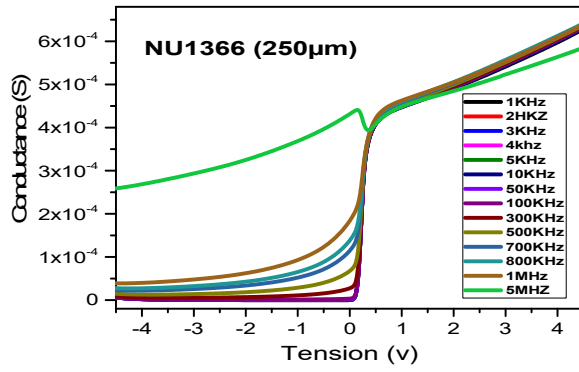


Figure IV.16: Caractéristique de diodes Schottky NU1363 avec diamètres de 500 et 600 μm à différentes fréquences. (a) Caractéristique G-V-f.(b)Variation de G/ω -V

La conductance est très faible pour une polarisation inverse, et augmente rapidement, la dépendance à la tension est le résultat des propriétés de barrière de Schottky. Nous pouvons également voir qu'à la polarisation directe, la caractéristique G/ω diminue avec l'augmentation de la fréquence appliquée en raison des charges supplémentaires des états de l'interface qui répondent au signal alternatif à basse fréquence.

IV.4.2.2 Caractéristiques G-V-f de Diode Schottky NU1366 de type p $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$

La figure IV.17 montre les caractéristiques (G-V-f) et (G/ω -V-f) concernant la diode Schottky NU1366, polarisée à une tension allant de -4V à 4V à différentes fréquences, et mesurées à la température ambiante.



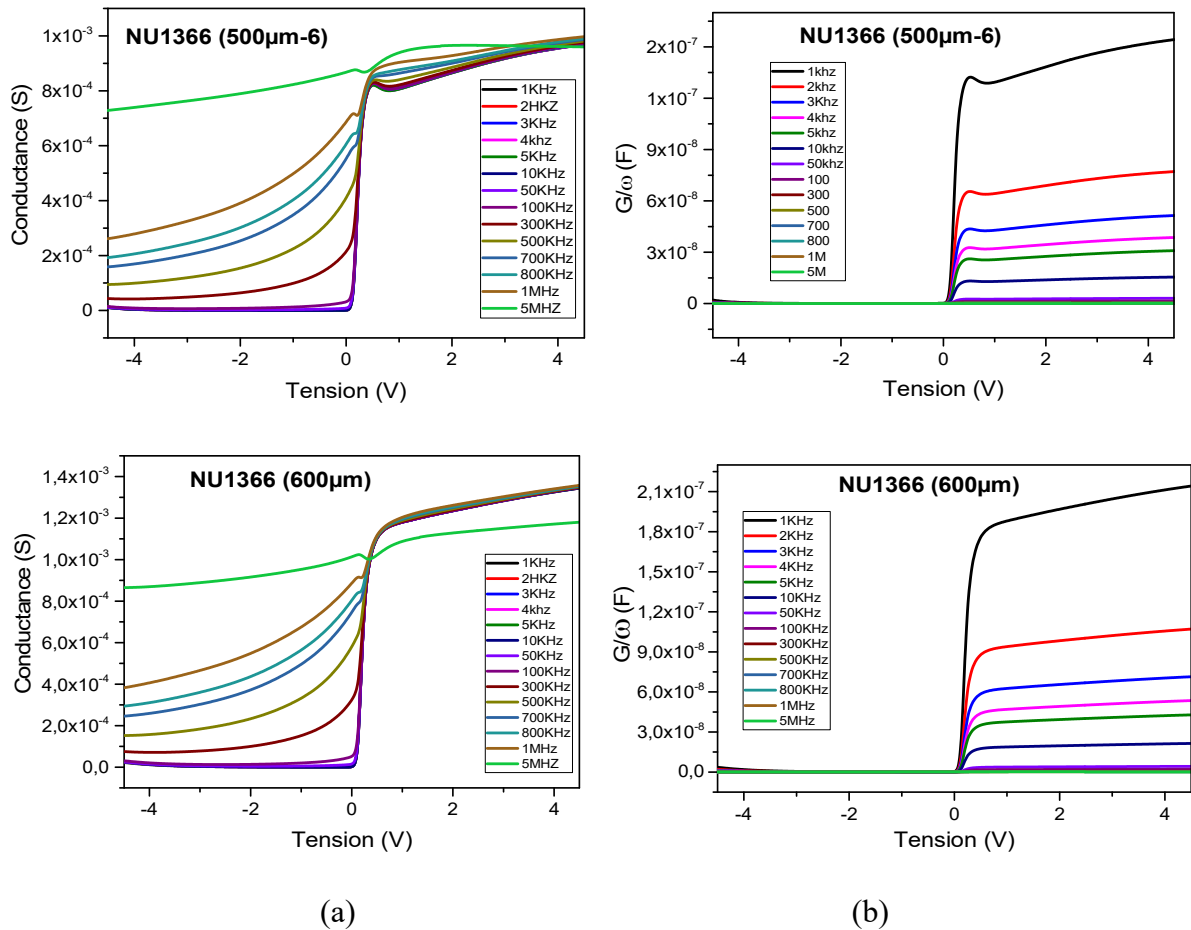


Figure IV.17 : (a) : Caractéristique G-V-f. (b) Variation de G/ω -V de diodes Schottky NU1366 avec diamètre de 250, 300, 300, 400, 500 et 600µm à différentes fréquences.

Les résultats montrent que la conductance augmente avec la fréquence lorsqu'elle est polarisée en inverse pour tous les diamètres des contacts Schottky, la qualité de l'interface métal-semi-conducteur peut affecter la conductance de la diode Schottky, en particulier lorsqu'elle est polarisée en inverse. La conductance reste presque constante en polarisation directe quelle que soit la fréquence de la tension appliquée.

IV.4.2.3 Caractéristiques G-V-f de la Diode Schottky MQW NU778 de type n $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$

La figure IV.18 et IV.19 présente les résultats de mesures des caractéristiques (G-V) et les courbes (G/ω -V-f) de la diode Schottky NU778, à différentes fréquences de 1 KHz à 5 MHz, dans une plage de tension allant de -4 à 4 V. Les mesures ont été effectuées à 300 K.

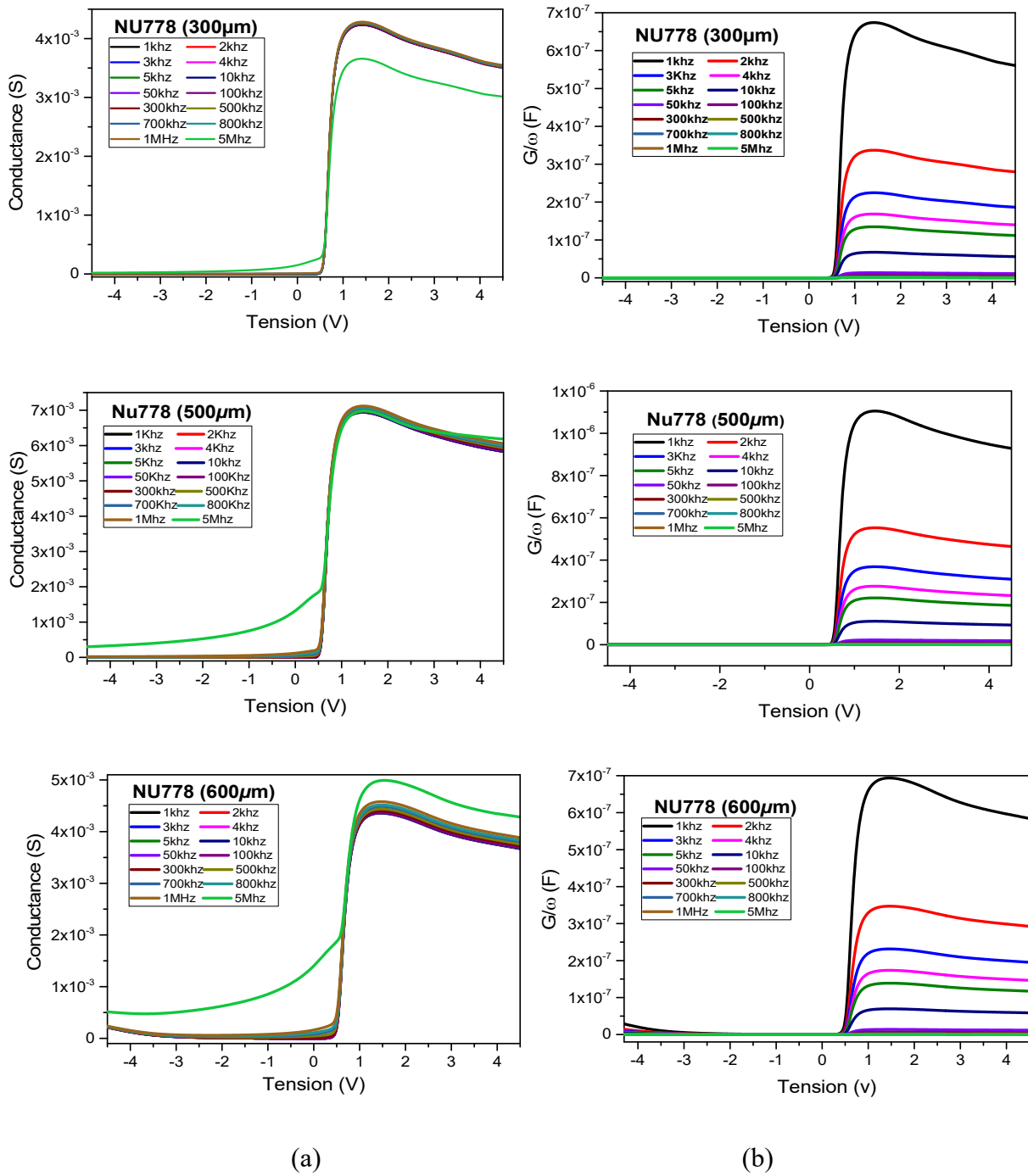


Figure IV 18 : (a) : Caractéristique G-V-f (b) Variation de G/ω -V de diode Schottky NU778 avec différent diamètre 300,500, et 600μm à différentes fréquences.

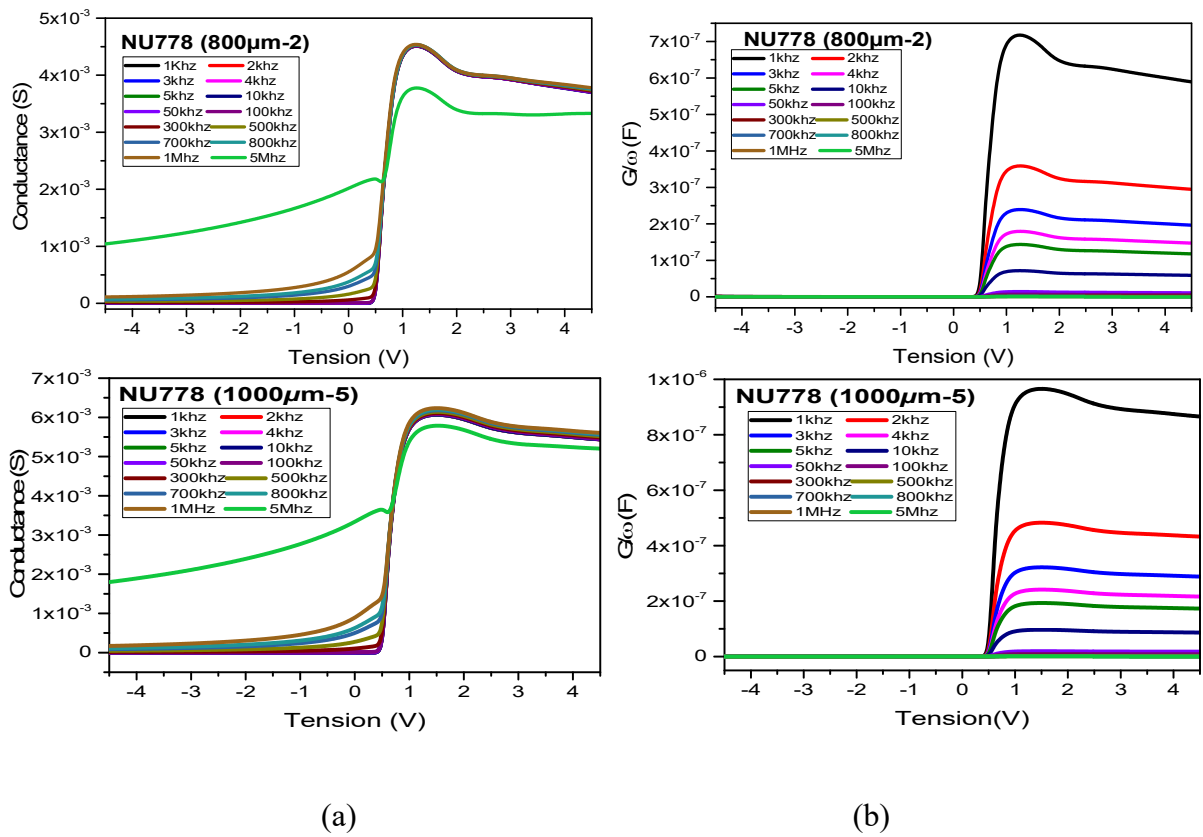


Figure IV 19 : (a) : Caractéristique (G-V-f). (b)Variation de (G/ω) -V de diode Schottky NU778 avec différent diamètre 800µm et 1000µm à différentes fréquences.

Les caractéristiques G/ω -V de diodes Schottky NU778 ont été étudiées dans la gamme de fréquences de 1 KHz à 5 MHz. Les résultats de la figure IV.18-19 ont confirmé que le $\left(\frac{G}{\omega}\right)$ mesuré varie avec la tension et la fréquence appliquées, et diminue avec une augmentation de la fréquence dans la région déplétion et d'accumulation en raison d'une distribution continue des états d'interface entre le métal et le semi-conducteur. Les valeurs de caractéristiques G/ω plus élevées aux basses fréquences ont été attribuées à la capacité excessive résultant des états d'interface, qui sont en équilibre avec $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ qui peut suivre le signal alternatif.

IV.4.2.4 Caractéristiques G-V-f de la Diode Schottky MQW NU780 de type n $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$

La conductance mesurée en fonction de la tension et les courbes (G/ω) -V-f de la diode Schottky NU780 est présentée sur la Figure IV.20.

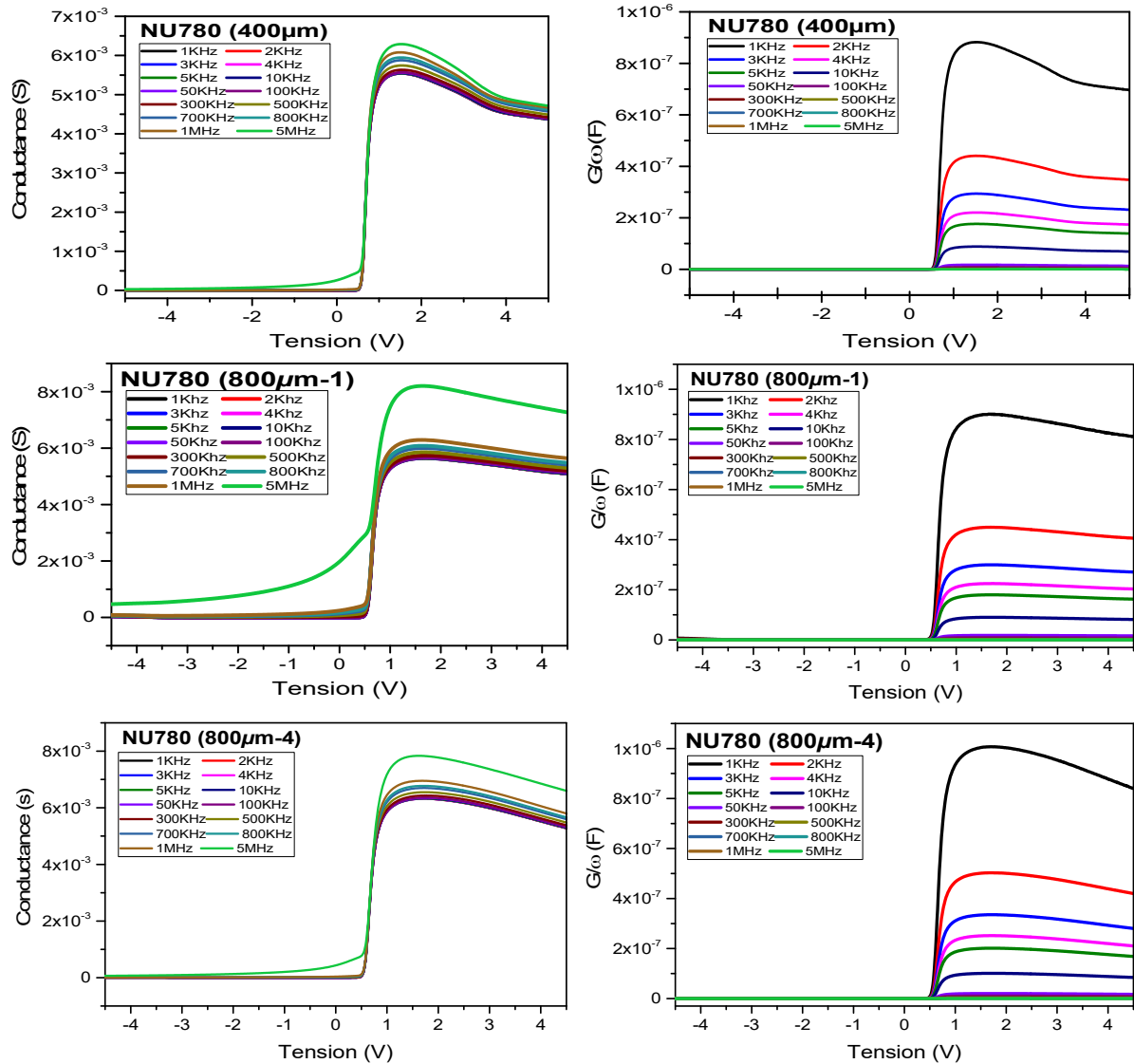


Figure IV.20 : (a) : Caractéristique G-V-f. (b) Variation de G/ω -V de diode Schottky NU780 avec diamètre de 400 μm, 800(1) et 800 μm (4) à différentes fréquences.

Nous montrons sur la figure (IV.20) que la conductance (G/ω -V) augmente avec la croissance de la fréquence. Il est clair que le changement de la conductance devient plus efficace en particulier dans les régions de polarisation directe alors qu'il est négligeable en polarisation inverse.

La conductance (G/ω) diminue lorsque la fréquence augmente dans la région de polarisation direct plus de 0.45V. Cependant, dans la région de polarisation négative ces valeurs ne changent pas avec la fréquence. La variation avec la fréquence est due à la présence d'états d'interface, qui peuvent créer des obstacles à la conduction électrique.

IV.4.3 Caractéristiques Rs-V-f

La résistance série est un paramètre très important dans la diode Schottky, car il affecte le comportement idéal des caractéristiques $C-V$ et $G/\omega-V$. La résistance série en fonction de la tension est déduite a partir des mesures $C-V-f$ et $G-V-f$.

IV.4.3.1 Caractéristiques Rs-V-f de la Diode Schottky NU1363 de type p $Al_{0.29}Ga_{0.71}As$

Les caractéristiques (R_s-V) de la diode Schottky NU1363 en fonction de tension de polarisation allant de -4 à +4 V et de différentes fréquences, allant de 1 KHz à 5 MHz, et pour les surfaces de diamètres 500 μm , 600 μm et 1000 μm , respectivement, et à la température ambiante sont présenté à la figure IV.21.

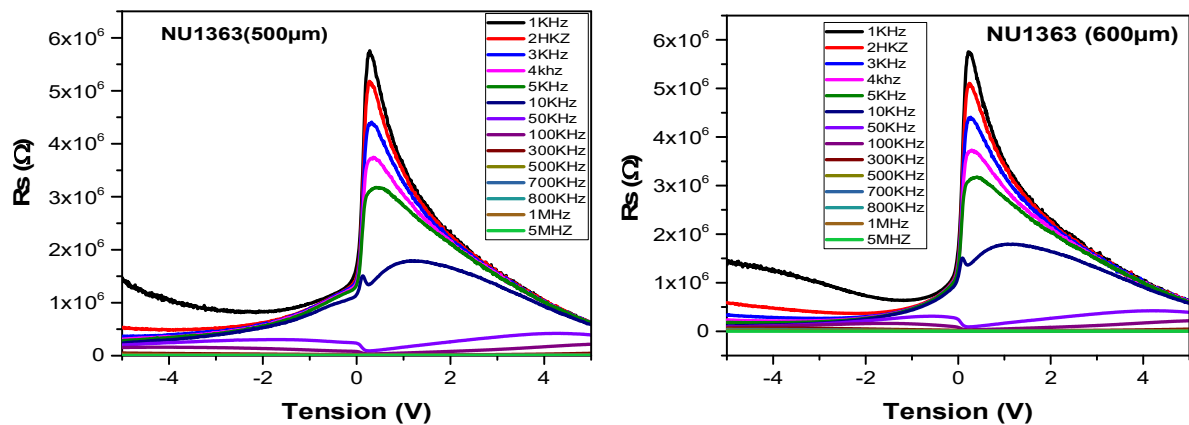


Figure IV.21 : Variation de la résistance série en fonction de tension par rapport à la fréquence appliquée de la surface des diamètres de 500 et 600 μm de la diode NU1363.

La figure IV.21 illustre que pour les surfaces de tous les diamètres, la résistance série dépend à la fois de la fréquence et de la tension de polarisation. En effet, on observe un pic de résistance série en fonction de la fréquence dans la plage de tension de polarisation allant de 0,1 à 0,3V. Par ailleurs, pour des tensions de polarisation supérieures à 0,4 V, la résistance série est clairement indépendante de la fréquence et de la tension de polarisation et ne varie pas.

Pour les surfaces de diamètre de 500 et 600 μm , et dans la plage de polarisation allant de -5 à +5 V, on observe un unique pic de résistance série commencé à 0,3 V pour les basses fréquences et se décale avec l'augmentation de la fréquence. À une fréquence de 10 KHz, on observe un double pic, mais au-delà de 50 KHz, le pic s'inverse.

IV.4.3.2 Caractéristiques Rs-V-f de la Diode Schottky NU1366 de type p Al_{0.29}Ga_{0.71}As

La figure IV.22 montre les mesures de la résistance série en tensions de polarisation allant de -4 à +4 V de la diode Schottky NU1366 de type p Al_{0.29}Ga_{0.71}As à différentes fréquences allant de 1 KHz à 5MHz, ainsi que pour des surfaces de diamètres de 250, 300, 400, 500 et 600 μm , respectivement, ces mesures ont été effectuées à la température ambiante.

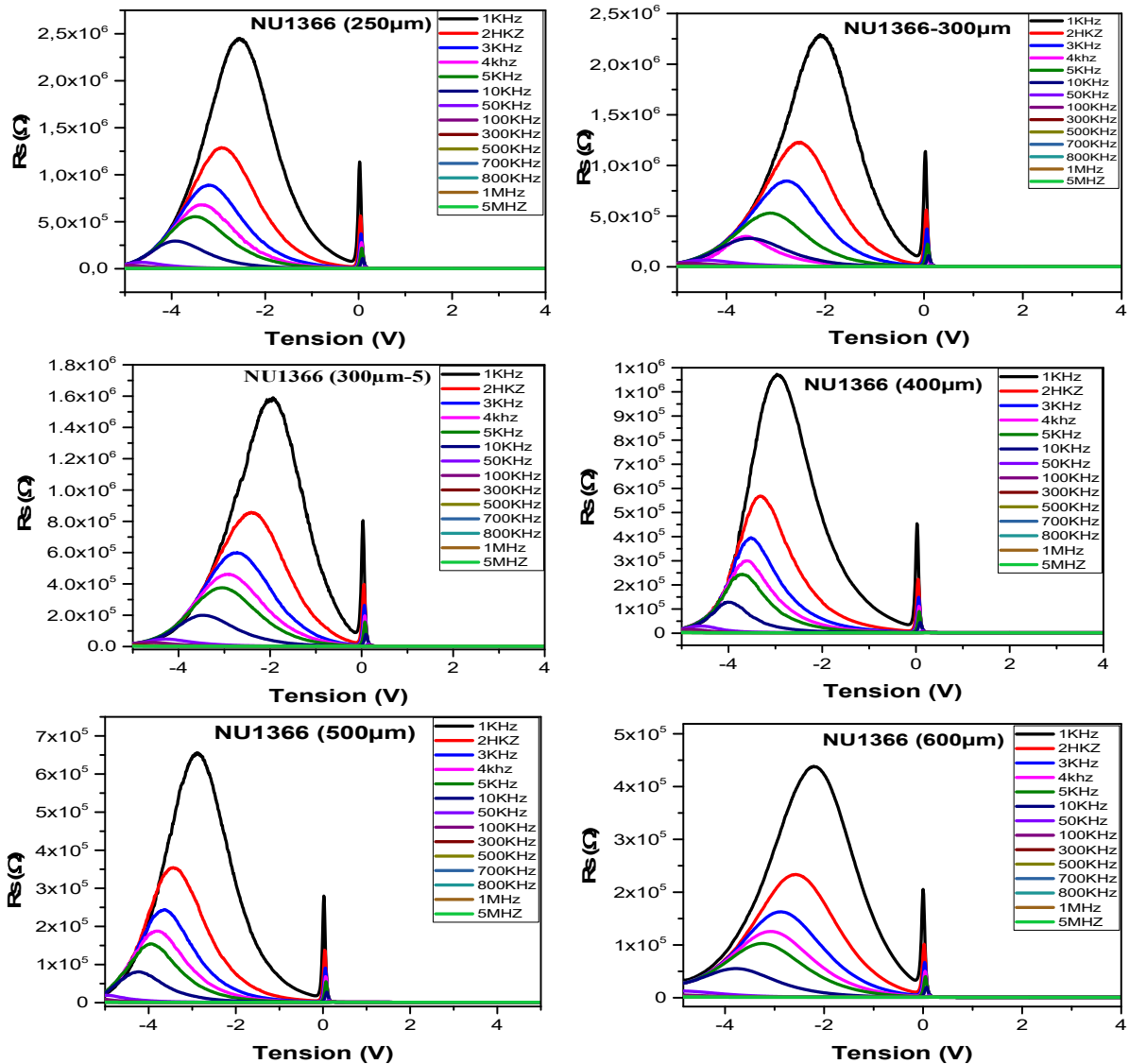


Figure IV.22: Variation de la résistance série en fonction de tension par rapport à la fréquence appliquée de la surface des diamètres : 250, 300, 400, 500 et 600 μm du Diode Schottky NU1366.

Comme on peut le voir clairement sur la figure IV.22, la résistance série dépend à la fois de la fréquence et de la tension, et donne deux pics, le premier pic se trouve à une tension (-4.90 à -2.55 V), et la valeur max de ces pics diminue avec l'augmentation de diamètre de surface de

contact Schottky et avec l'augmentation de la fréquence, le premier pic disparaîtra aux fréquences supérieures à 100 KHz. Ce phénomène est cohérent avec les résultats d'autres travaux antérieurs [101], [102]. Les deuxièmes pics sont observés dans la plage de tension allant de 0,02 V à 0,52 V, et leur position est décalée de 0,2 à 0,52 V en fonction de la fréquence. En outre, on observe que l'amplitude des pics diminue lorsque la surface de contact Schottky augmente. Par ailleurs, pour des tensions de polarisation supérieures à 0,4 V, la résistance série est clairement indépendante de la fréquence et de la tension de polarisation et ne varie plus. La dépendance en tension et en fréquence de R_s est attribuée à la densité de distribution particulière des états d'interface.

IV.4.3.3 Caractéristiques R_s -V-f de la Diode Schottky MQW NU778 type n $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$

La figure IV.31 illustre les mesures de résistance série – tension en fonction de la fréquence (R_s -V-f) pour différents diamètres de surface des contacts Schottky de la diode NU778. Les mesures ont été effectuées à différentes tensions de polarisation allant de -4 à +4 V pour chaque diamètre de surface de contact étudié, à la température ambiante. Les diamètres des surfaces de contact testées sont de 300, 500, 600, 800 et 1000 μm .

Il est clairement observé sur la figure IV.23 que la résistance série est influencée par la tension de polarisation et de la fréquence, les courbes de résistance série en fonction de la tension (R_s -V) présentent un unique pic à 0,6 V pour les surfaces ayant un diamètre de 300, 500, et 1000 μm . En revanche, pour les surfaces ayant un diamètre de 800 et 600 μm , on observe deux pics pour chaque fréquence, le premier pour la surface de diamètre 600 μm se trouve entre -0,45 V pour le 1 KHz et -3,68 V pour le 5 MHz, les premiers pics se disparaissent à une fréquence de 5 MHz, le deuxième pic se trouve entre +0,02 V pour le 1 KHz et +0,52 V pour le 5 Mhz. En revanche, pour les surfaces ayant un diamètre de 800 μm , on observe deux pics pour chaque fréquence. Le premier pic se situe entre -1,39 V pour 1 KHz et -3,85 V pour 5 MHz et disparaît à une fréquence de 50 KHz. Les pics se décalent en fonction de la fréquence, les deuxièmes pics se trouvent entre +0,34 V pour le 1 KHz et +0,65 V pour le 5 MHz.

Ces résultats suggèrent que la résistance série est fortement influencée par la tension de polarisation, la fréquence et par la taille de la surface.

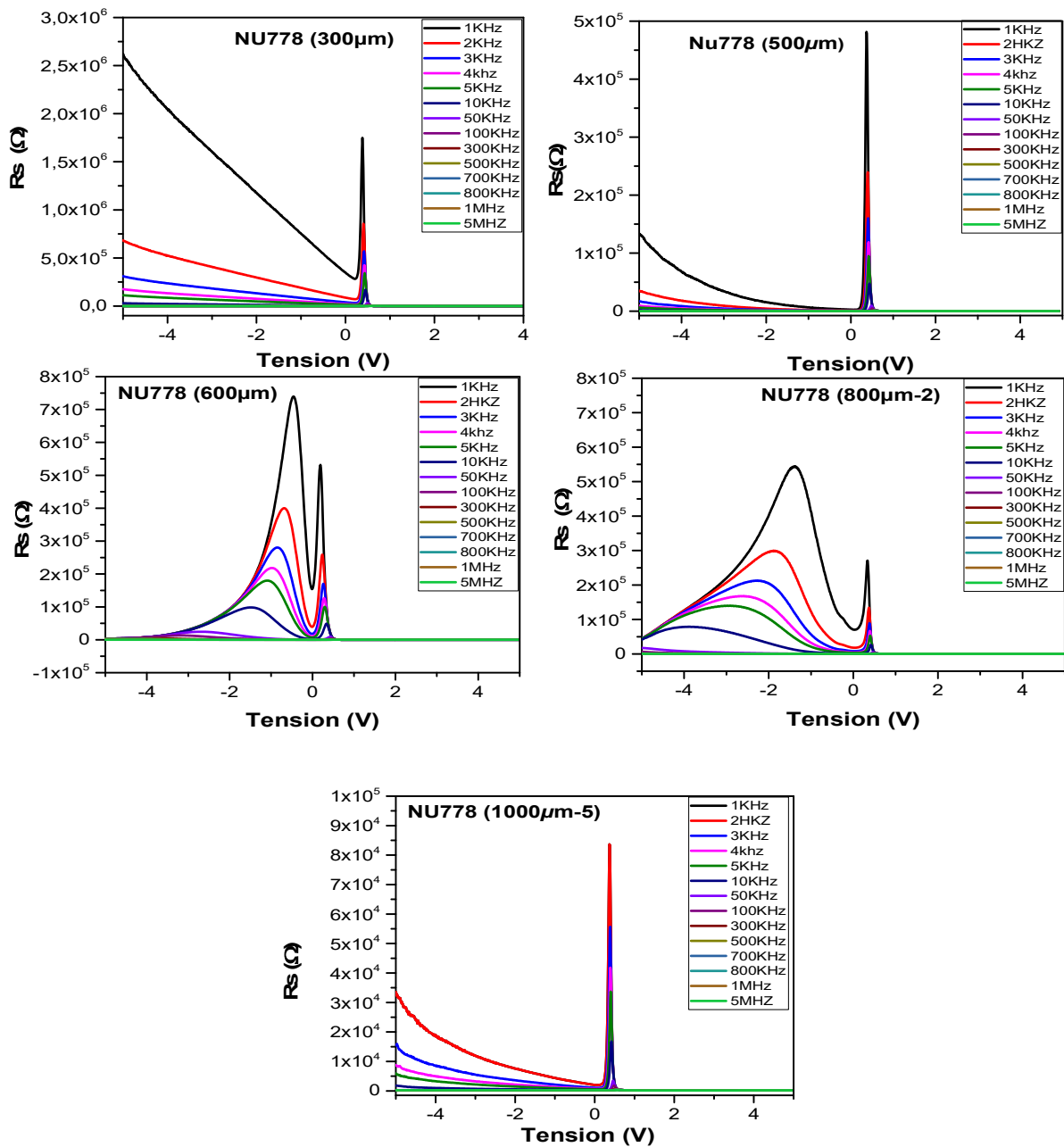


Figure IV.23 : Courbes R_s -V en fonction de la fréquence pour les différents diamètres de la surface des contacts Schottky 300.500.600.800 et 1000µm pour la diode NU778.

IV.4.3.4 Caractéristiques R_s -V-f de la Diode Schottky MQW NU780 de type n $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$

La figure IV.24 présente les variations de la résistance série en fonction de la tension de polarisation, allant de -4 V à +4 V, pour la diode MQW NU780 de type n $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ avec différents diamètres de surface de contact Schottky. Les mesures ont été effectuées à différentes fréquences, allant de 1 KHz à 5 MHz, et à la température ambiante.

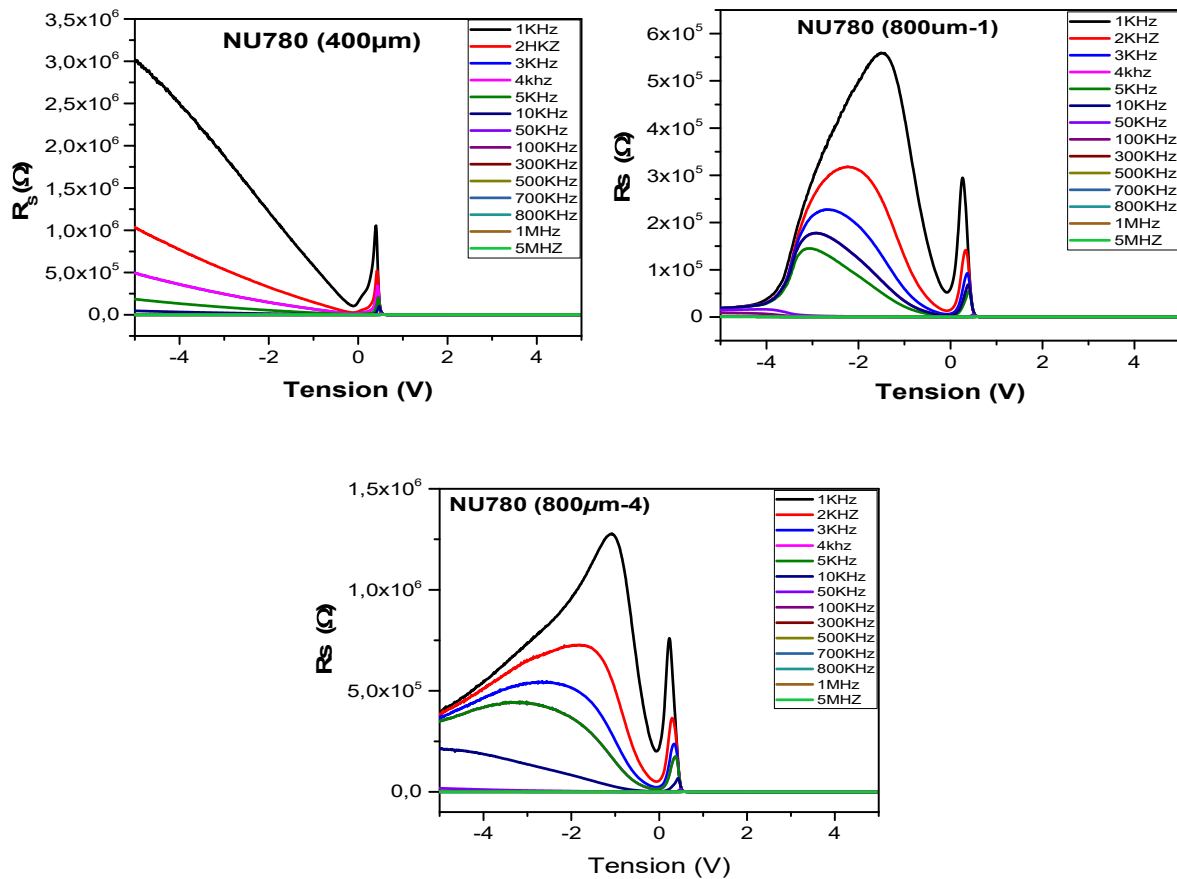


Figure IV.24 : Courbes R_s -V en fonction de la fréquence pour les différents diamètres de la surface des contacts Schottky pour la diode NU780 à $T=300$ K.

La figure IV.24 montre que les courbes de résistance série en fonction de la tension de polarisation et de la fréquence présentent deux pics. En effet, les courbes de résistance série présentent deux pics décroissant en fonction de l'augmentation des fréquences. Cette observation de pic est à -1 V et à $+0.4$ V. Plus précisément, on remarque que l'allure de la courbe à des fréquences plus de 500 KHz et pour tous les diamètres contiens un seul pic situé à $+0.4$ V, avec la disparition des pics situé à -1 V. Une diode idéale est un dispositif théorique qui a une résistance de série nulle et une résistance de dérivation infinie. Cependant, le comportement des diodes réelles est différent de celui des diodes idéales.

IV.4.4 Caractéristiques C-f-V

La capacité de la diode Schottky est directement proportionnelle à la surface de contact entre le métal et le semi-conducteur, et inversement proportionnelle à la tension inverse appliquée.

Les résultats suivants montrent les courbes de la capacité mesurées en fonction de fréquence et de polarisation pour chaque diode Schottky (NU1363, NU1366, NU778 et NU780) et pour les différents diamètres, tout mesuré à la température ambiante.

IV.4.4.1 Caractéristiques C-f-V de la Diode Schottky NU1363 de type p $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$

Les caractéristiques C-f de la diode Schottky NU1363 en fonction de tension de polarisation allant de 0 à -2V, et pour les surfaces de diamètres 500, 600 et 1000 μm , respectivement, et à la température ambiante présentée à la figure IV.25.

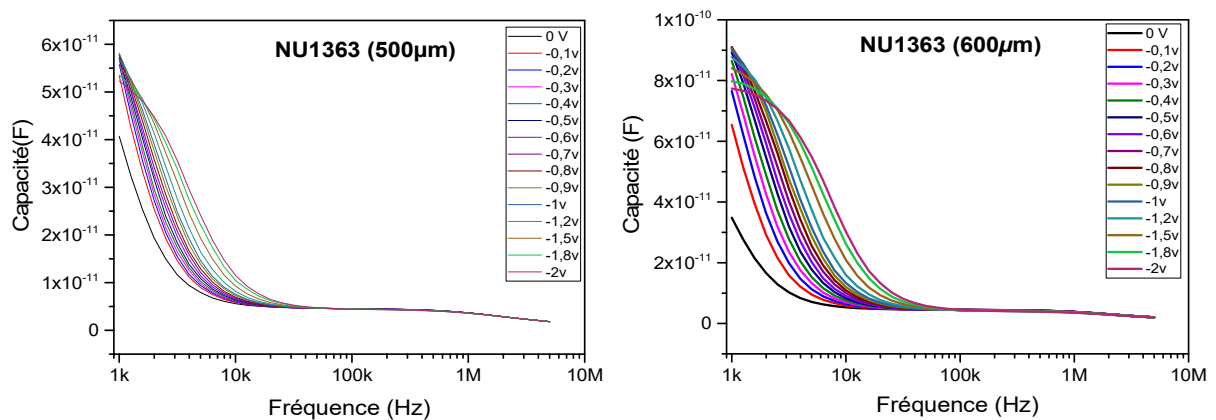


Figure IV.25 : Caractéristiques C-f-V de la Diode Schottky NU1363 de type p $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$ à la température de 300 K pour les diamètres des contact Schottky de 500, 600 et 1000 μm .

La figure IV.25 montre que la capacité mesurée reste presque constante au-delà d'une certaine fréquence. Cependant, à des fréquences inférieures à 90 KHz et 40 KHz pour les diamètres de 600 et 500 μm respectivement, la capacité est élevée. Cela peut être dû à un excès de charges qui se trouvent dans les états d'interface du semi-conducteur et qui suivent le signal au base fréquences. À mesure que la fréquence augmente, seuls certains de ces états peuvent suivre le

signal et la capacité commence alors à diminuer. Finalement, la capacité atteint une valeur quasi-constante.

IV.4.4.2 Caractéristiques C-f-V de la Diode Schottky NU1366 de type p $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$

Toutes les mesures ont été faite à fréquence variable de 1 KHz à 5 MHz, avec une variation de la tension allant de 0V à -2V. La figure IV.26 représente les caractéristiques C-f de la diode Schottky NU1366 en fonction de tension de polarisation pour différent diamètre de surface.

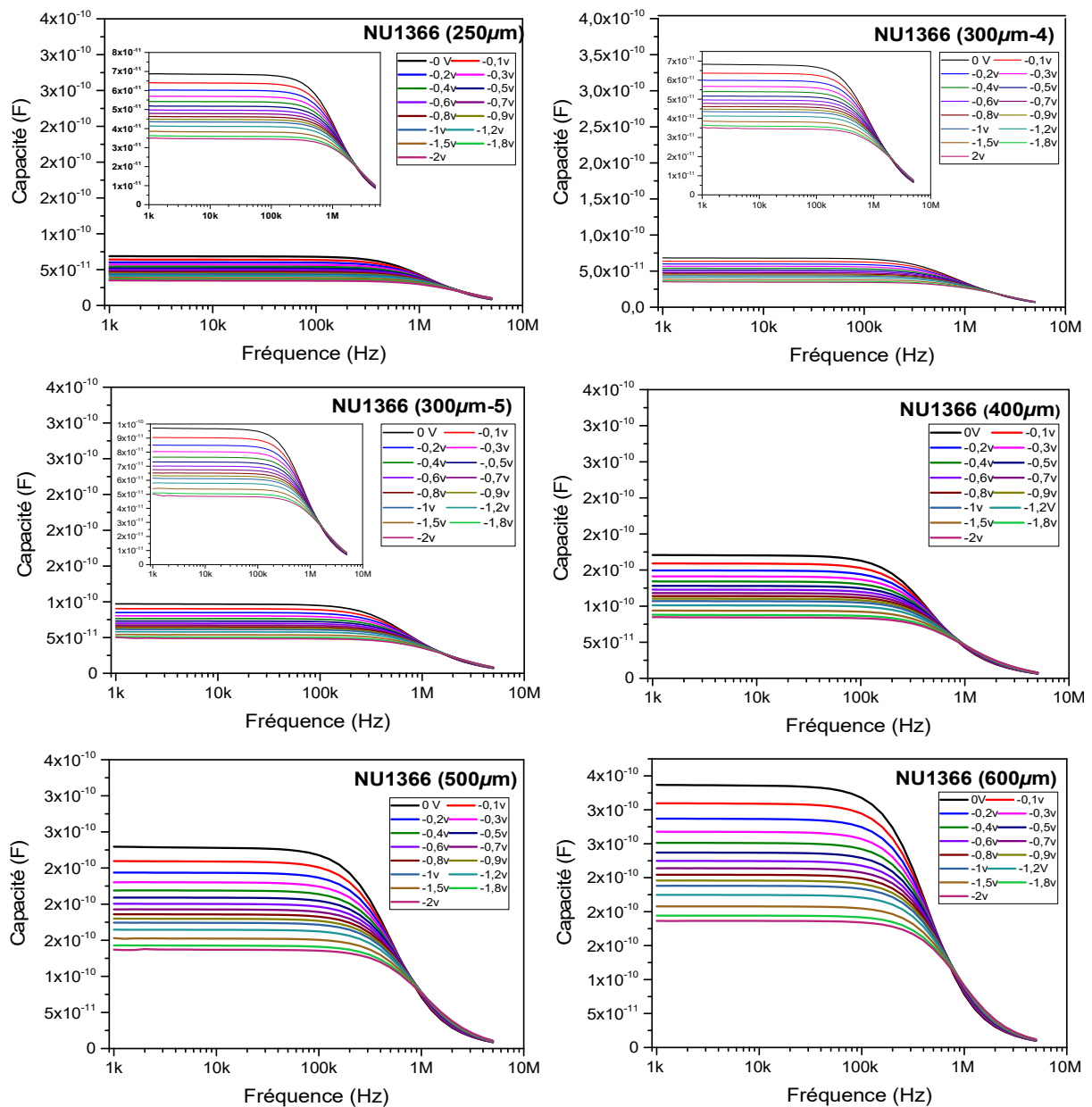


Figure IV.26 : Caractéristiques C-f-V de la Diode Schottky NU1366 de type p $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$ à 300 K pour les diamètres des contact Schottky de 250, 300, 400, 500 et 600 μm .

Sur cette figure IV.26, on remarque que les valeurs des capacités à des fréquences inférieure à 100 KHz ne dépendent que de la tension de polarisations ; après ça, on peut voir que la valeur de la capacité diminue à mesure que la fréquence augmente, avec faible réaction aux variations de tension de polarisation.

Il a été observé que les valeurs de capacité augmentent avec l'augmentation de la surface de contact Schottky. Cela est dû au fait que la surface de contact plus grande permet une augmentation de la zone de jonction entre le métal et le matériau semi-conducteur, ce qui permet une augmentation de la densité de porteurs de charge à la jonction. Cette augmentation de densité de porteurs de charge augmente la capacité de stockage de charge à la jonction Schottky. Il convient de noter que la relation entre la surface de contact et la capacité n'est pas linéaire.

IV.4.4.3 Caractéristiques C-f-V de la Diode Schottky MQW NU778 de type p $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$

Les courbes dans la figure IV.27 montrant comment la capacité de la diode MQW NU778 de type p $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ varie en fonction de la fréquence pour différentes tensions inverses aillent de 0V à -4V, et pour les diamètres 300,500, 600, 800 et 1000 μm , a la température ambiante.

La figure IV.27 montre que les valeurs des capacités à des fréquences inférieures à 200 KHz dépendent uniquement de la tension de polarisation, mais au-delà de cette fréquence, la valeur de la capacité diminue avec l'augmentation de la fréquence, indépendamment des variations de la tension de polarisation. Les expériences ont montré que les valeurs de capacité augmentent avec l'augmentation de la surface de contact Schottky.

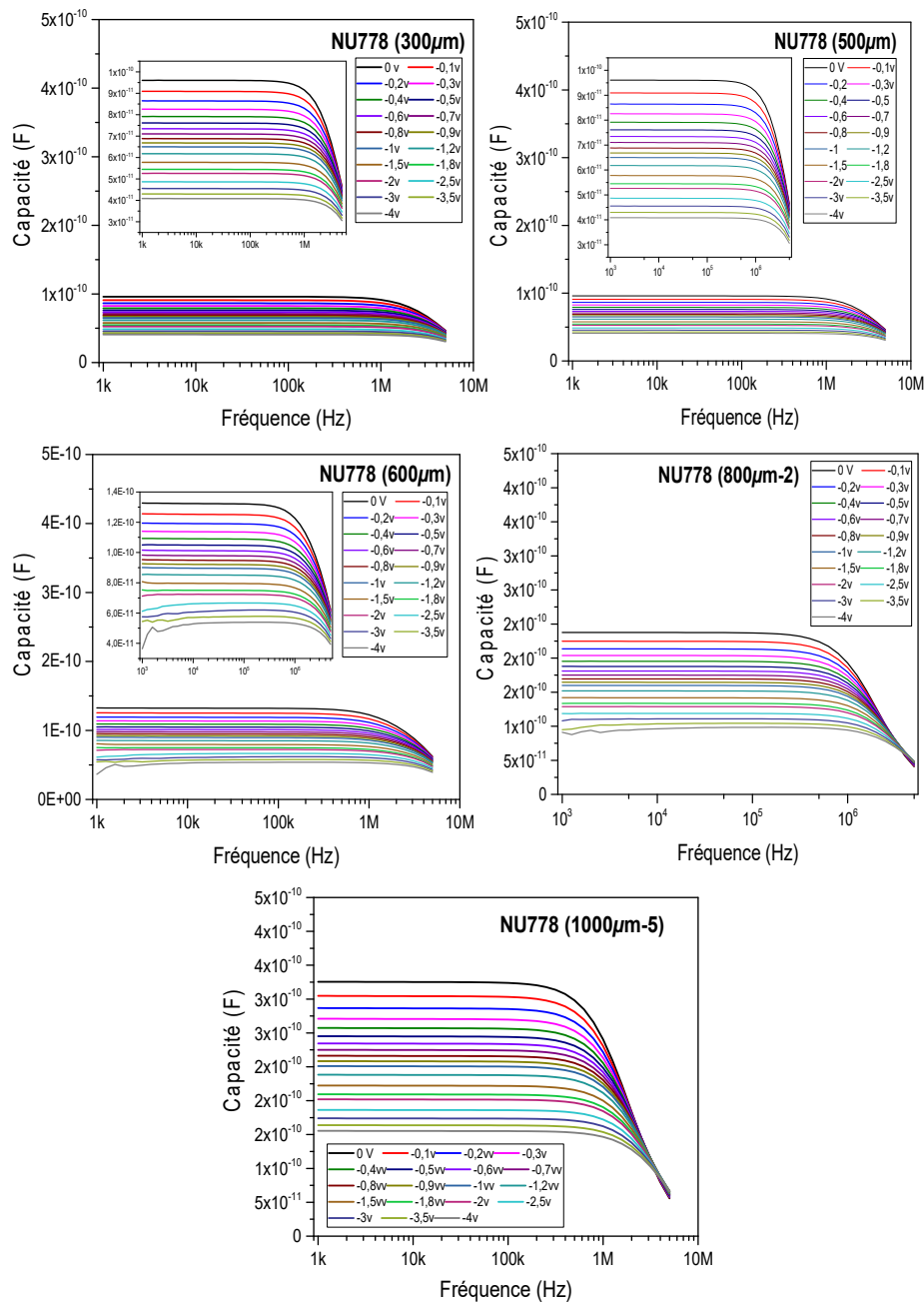


Figure IV .27 : Caractéristiques C-f-V de la Diode Schottky NU778 pour les diamètres 300, 500, 600, 800 et 1000 μm , a la température ambiante.

IV.4.4.4 Caractéristiques C-F-V de la Diode Schottky MQW NU780 de type n $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$

La figure IV.28 montre les caractéristiques C-f de la diode Schottky pour différentes tensions de polarisation allant de 0 à -4V, ainsi que pour des surfaces de diamètres de 500, 600 et 1000 μm , respectivement, à la température ambiante.

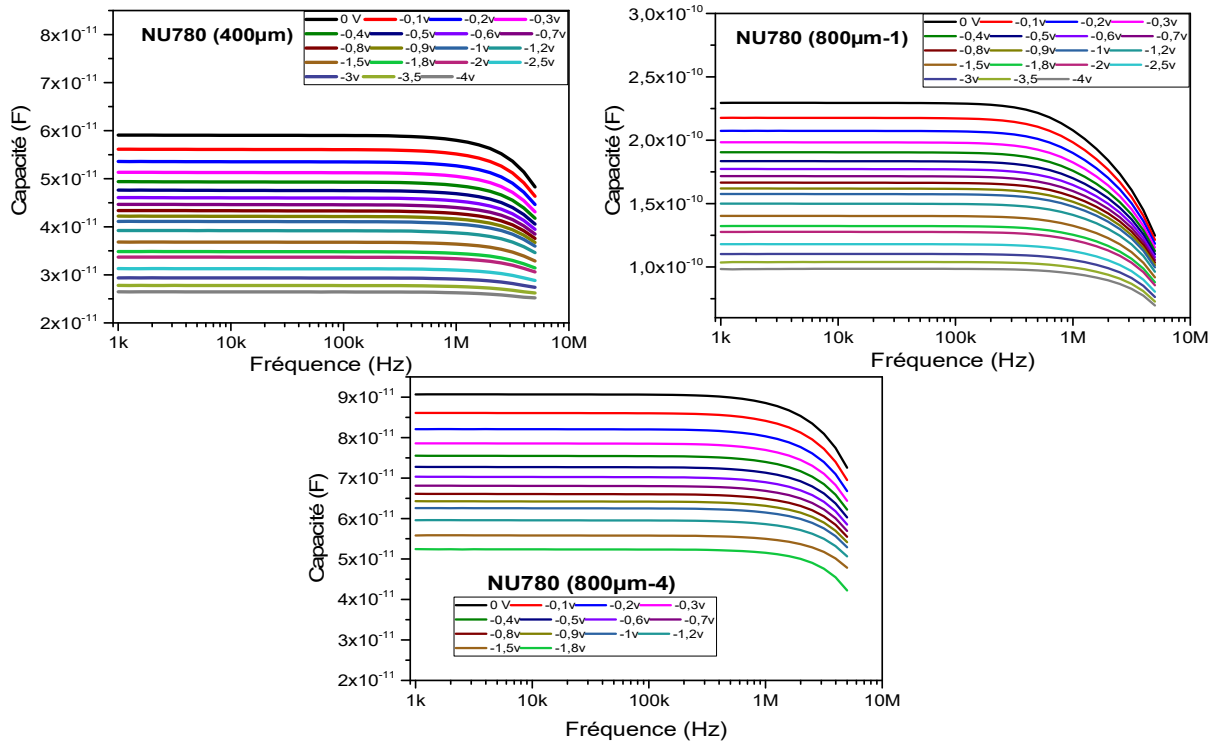


Figure IV .28 : Caractéristiques C-f-V de la Diode Schottky NU780 de type n pour les diamètres 400 et 800 μm , et $T=300\text{ K}$.

La figure IV.28 illustre les courbes Capacité-fréquence pour les contacts de la diode Schottky NU780. On remarque que les valeurs de Capacité étaient plus élevées à 0 V par rapport aux autres tensions de polarisation. La courbe de Capacité reste constante pour les fréquences inférieures à 200 KHz, mais diminue à mesure que la fréquence augmente juste après cette valeur. On peut également voir que la diminution de capacité correspond à une augmentation de G/ω .

IV.4.5 Caractéristiques G-f-V

Les caractéristiques conductance-fréquence ($G-f$) et $(G/\omega-\omega)$ à diverses tensions de polarisation (0, -2V) est mesurées à la température ambiante. Les figures IV.17, 29, 30, 31, 32, et IV33 montrent les valeurs de conductance augmentent avec la fréquence, en particulier dans la région d'appauvrissement en raison de l'existence d'états de défaut (D_{it}), mais à des fréquences suffisamment élevées, le D_{it} peut difficilement suivre le signal.

IV.4.5.1 Caractéristiques G-f-V de la Diode Schottky NU1363 de type p $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$

Les caractéristiques conductance-fréquence (G-f) du dispositif NU1363 de type p $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$ ont été mesurées pour les tensions de polarisation de 0 à -2V, dans la plage de fréquence de 1KHz à 5MHz, sont illustrées aux figure IV.29.

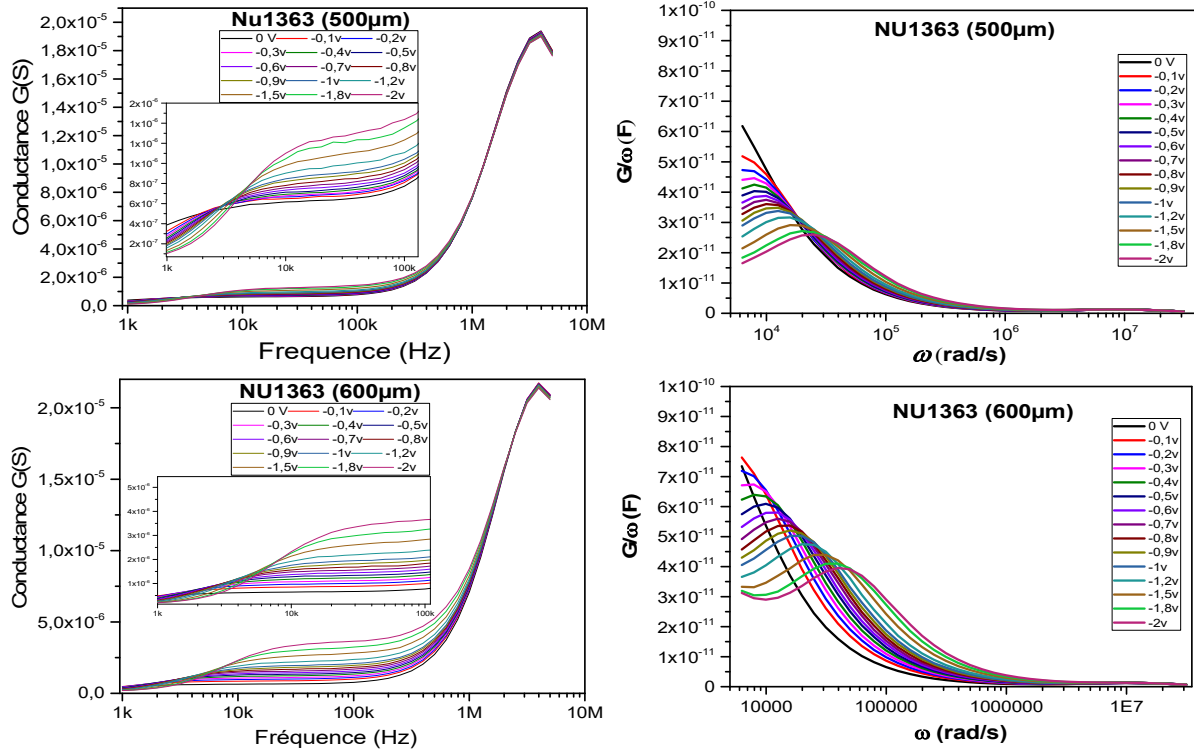


Figure IV.29 : Caractéristiques G-f-V de la Diode Schottky NU1363 de type p $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$ a la température de 300 K pour les diamètres des contact Schottky de 500 et 600 μm .

Dans la plage de fréquences de 1 à 5 KHz, la capacité de diode augmente légèrement avec l'augmentation de la tension de polarisation. Il est clair que la conductance augmente d'abord jusqu'à une valeur de haute fréquence puis décroît pour toutes les tensions de polarisation et pour tous les diamètres de surface. De plus, on peut observer qu'à partir des tracés conductance-fréquence, et a base fréquence il y a des pics et ceux-ci peuvent être dus aux états d'interface

IV.4.5.2 Caractéristiques G-f-V de la Diode Schottky NU1366 de type p $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$

Les caractéristiques conductance-fréquence (G-f) et $(G/\omega-\omega)$ de la diode Schottky INU1366 sont présenté à la figure IV.30 pour tous les diamètres des surfaces et à la température ambiante.

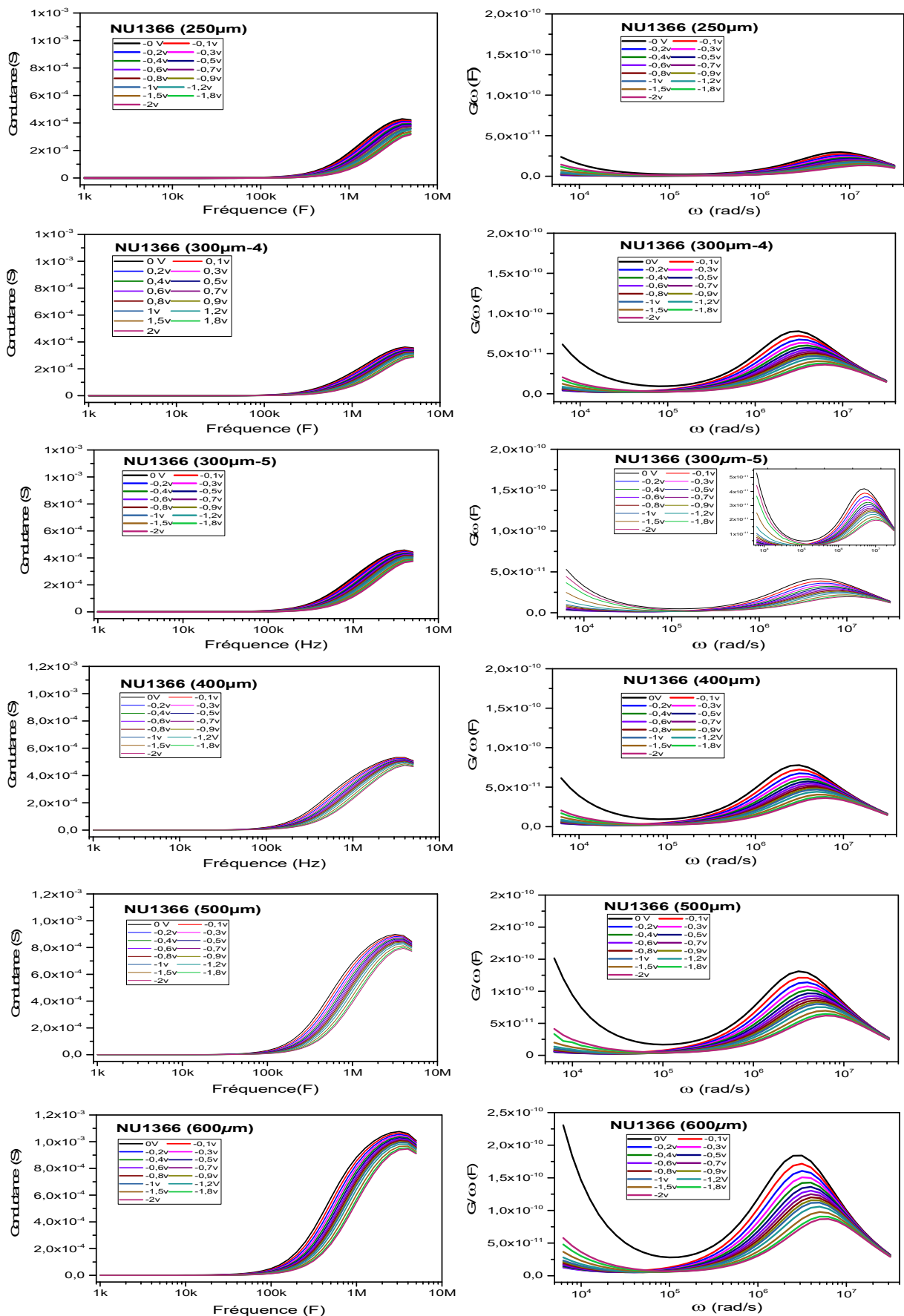


Figure IV.30: Caractéristiques G-f-V de la Diode Schottky NU1366 de type p $Al_{0.29}Ga_{0.71}As$ à la température de 300 K pour les diamètres des contact Schottky de 250, 300, 400, 500 et 600 μm.

La figure IV.30 présente les caractéristiques de conductance en fonction de la fréquence ($G-f$) et de la conductance en fonction de la pulsation ($G/\omega-\omega$) de la diode Schottky INU1366, pour différentes tailles de surface dans la plage de fréquence de 1 KHz à 5 MHz, et à température ambiante.

Il est clair que la conductance augmente d'abord jusqu'à une valeur de haute fréquence puis décroît pour tous les diamètres des surfaces.

De plus, on peut observer qu'à partir des tracés conductance-fréquence, il y a des pics et ceux-ci peuvent être dus aux états d'interface.

On observe que la conductance ne dépend ni de la fréquence ni de la tension de polarisation en dessous d'une certaine valeur de fréquence pour chaque diamètre. Cependant, à mesure que la surface de contact augmente, cette valeur de fréquence de réaction diminue.

En observant les courbes de G/ω , il a été constaté qu'elles présentent toutes un pic. Cependant, la position de ce pic est décalée vers les hautes fréquences. De plus, l'amplitude de ces pics augmente également avec le diamètre des surfaces de contact Schottky.

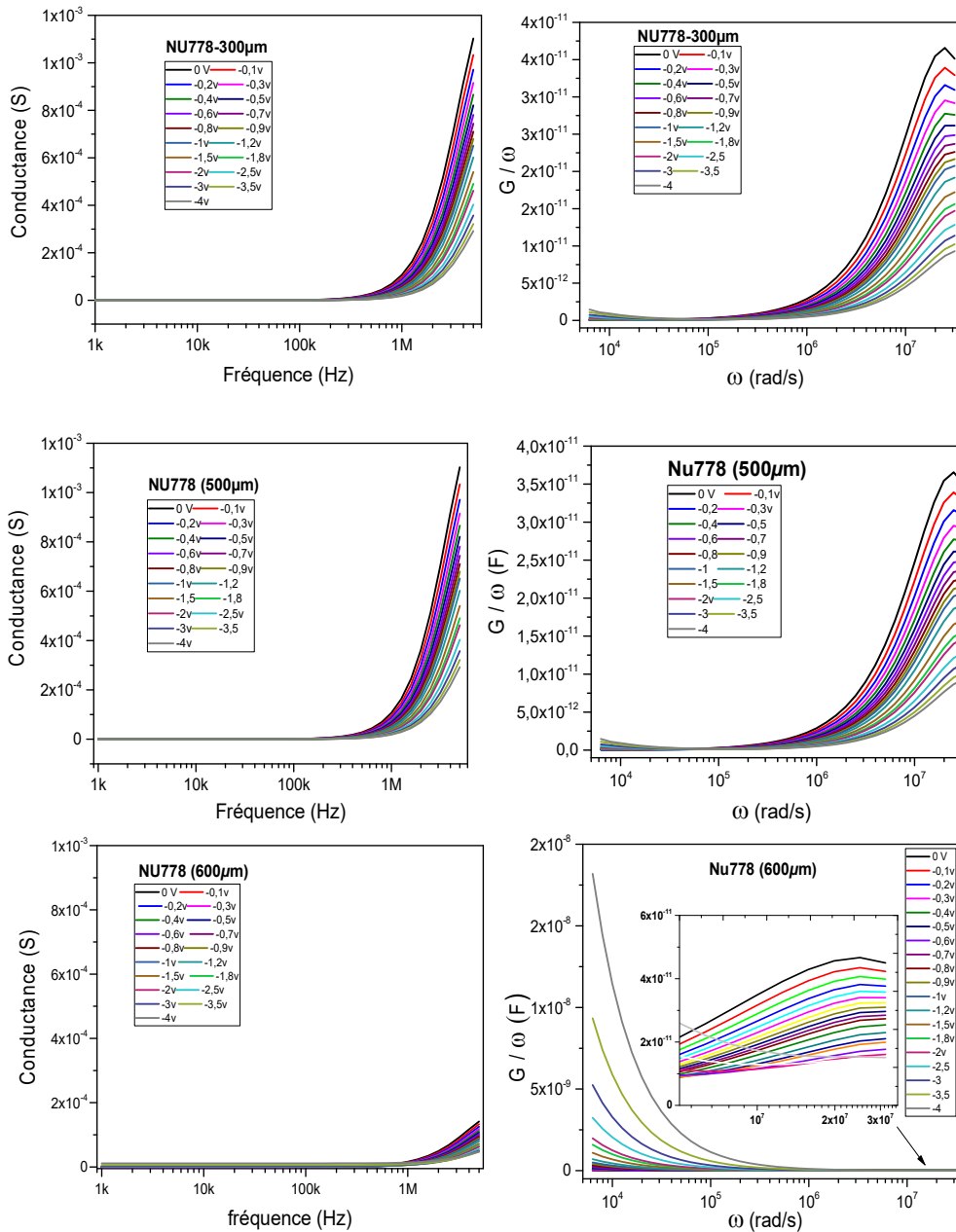
IV.4.5.3 Caractéristiques G-f-V de la Diode Schottky MQW NU778 de type n $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$

La figure IV.31 montre les mesures en fréquence de la conductance de la diode Schottky MQW NU778 de type n $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ à différentes tensions de polarisation allant de 0 à -4V, ainsi que pour des surfaces de diamètres de 300,500 et 600 μm , respectivement, ces mesures ont été effectuées à température ambiante.

Sur la figure IV.31, on observe que la conductance mesurée a un comportement inverse de la capacité. Elle est de même ordre en basses fréquences et quel que soit la tension appliquée sur tous les diamètres de surface de contact Schottky dans la diode MQW NU778, alors que la dispersion est très claire pour la variation de la tension aux hautes fréquences.

Pour les courbes ($G/\omega-\omega$); Lorsque la tension appliquée devient de plus en plus positive, l'amplitude des pics des courbes augmente progressivement. Cette observation peut s'expliquer par la diminution de la densité d'états d'interface située à l'intérieur de la bande interdite. Lorsque la tension inverse est augmentée, on observe un léger déplacement de la position du pic. Cette observation peut être attribuée à un changement de la constante de temps des états d'interface qui proviennent d'une zone d'énergie plus profonde lorsque la tension inverse augmente.

À une fréquence suffisamment élevée ($f > 1$ MHz), la contribution de D_{it} et de la polarisation à la mesure de C et G est considérablement faible.



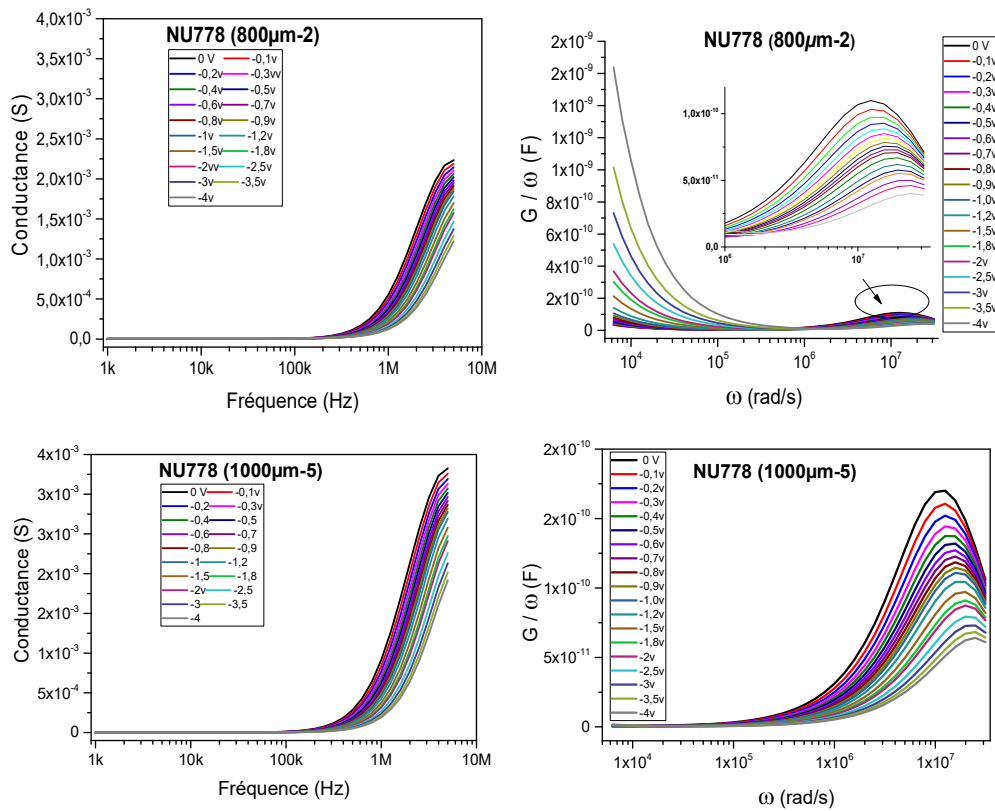


Figure IV.31 : Caractéristiques G-f-V de la Diode Schottky NU778 de type n pour les diamètres 800 et 1000 μm , à T=300 K.

IV.4.5.4 Caractéristiques G-f-V de la diode Schottky NU780 de type n $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$

La figure IV.32 présente les résultats de mesures des caractéristiques de conductance (G-f), et les courbes (G/ω-f) de la diode Schottky NU780, à différentes tensions de polarisation dans une plage de tension allant de 0V à -2V. Les mesures ont été effectuées à 300 K.

Pour ce qui est de la conductance mesurée, on remarque qu'elle a un comportement inverse de la capacité. Tel qu'on peut le voir sur la figure IV.32, la dispersion est plus claire en hautes qu'en basses fréquences.

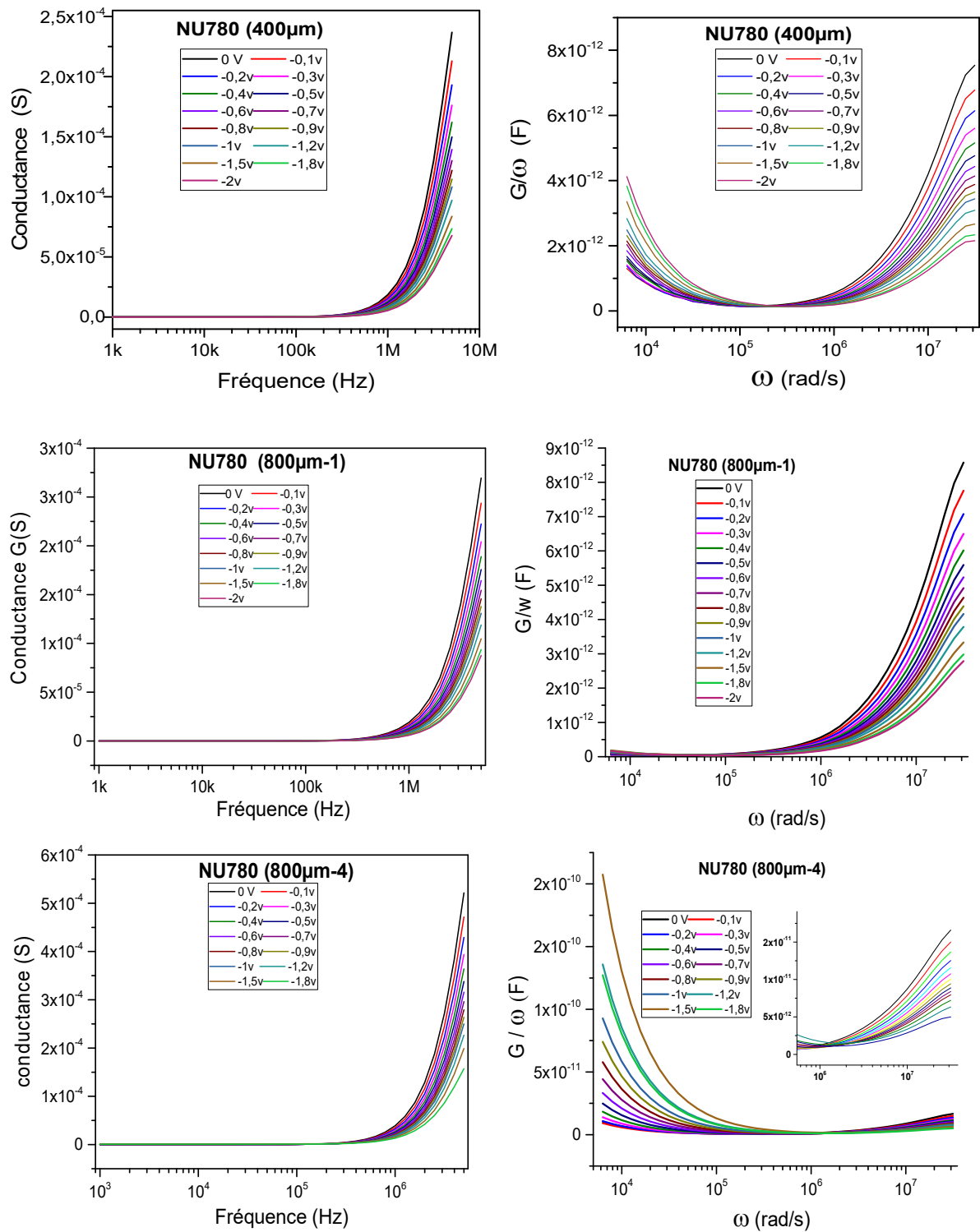


Figure IV.32 : Caractéristiques G-f-V de la Diode Schottky NU780 pour les diamètres de 400 et 800µm à T=300 K.

IV.4.6 Caractéristiques Rs-f-V

La résistance série en fonction de la fréquence (Rs-f) est une caractéristique importante pour les diodes Schottky car elle mesure la résistance série interne de la diode à différentes fréquences de fonctionnement. Cette résistance série peut avoir un impact significatif sur les performances de la diode.

Le profil de dépendance de la résistance série (R_s) en fonction de la fréquence est similaire au profil de dépendance de la résistance série (R_s) en fonction de la température [102].

Elle est donnée par l'équation (IV.7) de Nicollian [78]:

$$R_s = \frac{G_m}{G_m^2 + \omega^2 \cdot C_m^2} \quad (\text{IV.7})$$

IV.4.6.1 Caractéristiques Rs-f-V de la Diode Schottky NU1363 de type p $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$

La figure IV.33 illustre les données de mesures des caractéristiques de la résistance série en fonction de la fréquence (Rs-f) de la diode Schottky NU1363. Ces mesures ont été effectuées à une température ambiante de 300 K et à différentes tensions de polarisation comprises entre 0 V et -2 V.

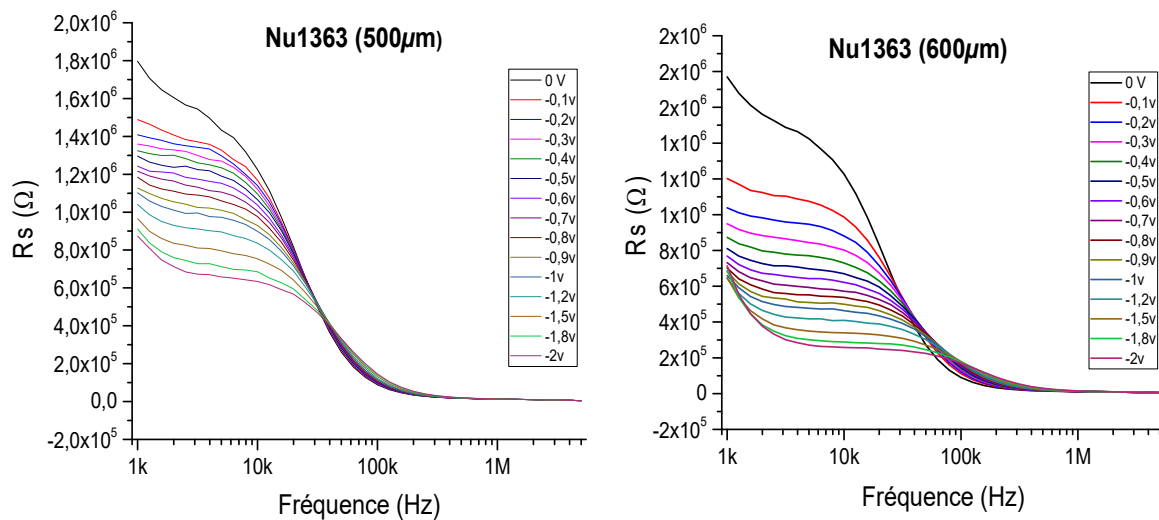


Figure IV.33 : Caractéristiques Rs-f-V de la Diode Schottky NU1363 de type p, a la température de 300 K pour les diamètres des contacts Schottky de 500, 600 et 1000μm.

La figure IV.33 montre que la valeur de la résistance série pour les surfaces de diamètre de 500μm et 600μm, la résistance série diminue jusqu'à une fréquence de 2 KHz. Ensuite, les

valeurs sont quasi-stables et dépendent seulement de la tension de polarisation, la résistance série diminue avec l'augmentation de tension.

La résistance série diminue de manière exponentielle après une fréquence variable entre 10 et 100 KHz pour chaque tension, et cette fréquence augmente avec l'augmentation de la tension de polarisation. Finalement, la résistance série atteint une valeur quasi constante et faible aux hautes fréquences.

IV.4.6.2 Caractéristiques R_s -f-V de la Diode Schottky NU1366 de type p $Al_{0.29}Ga_{0.71}As$

La caractéristique résistance série-fréquence (R_s -f) pour les contacts de la diode Schottky INU1366 sont présenté à la figure IV.34 pour toute les diamètres des surfaces et à 300 K.

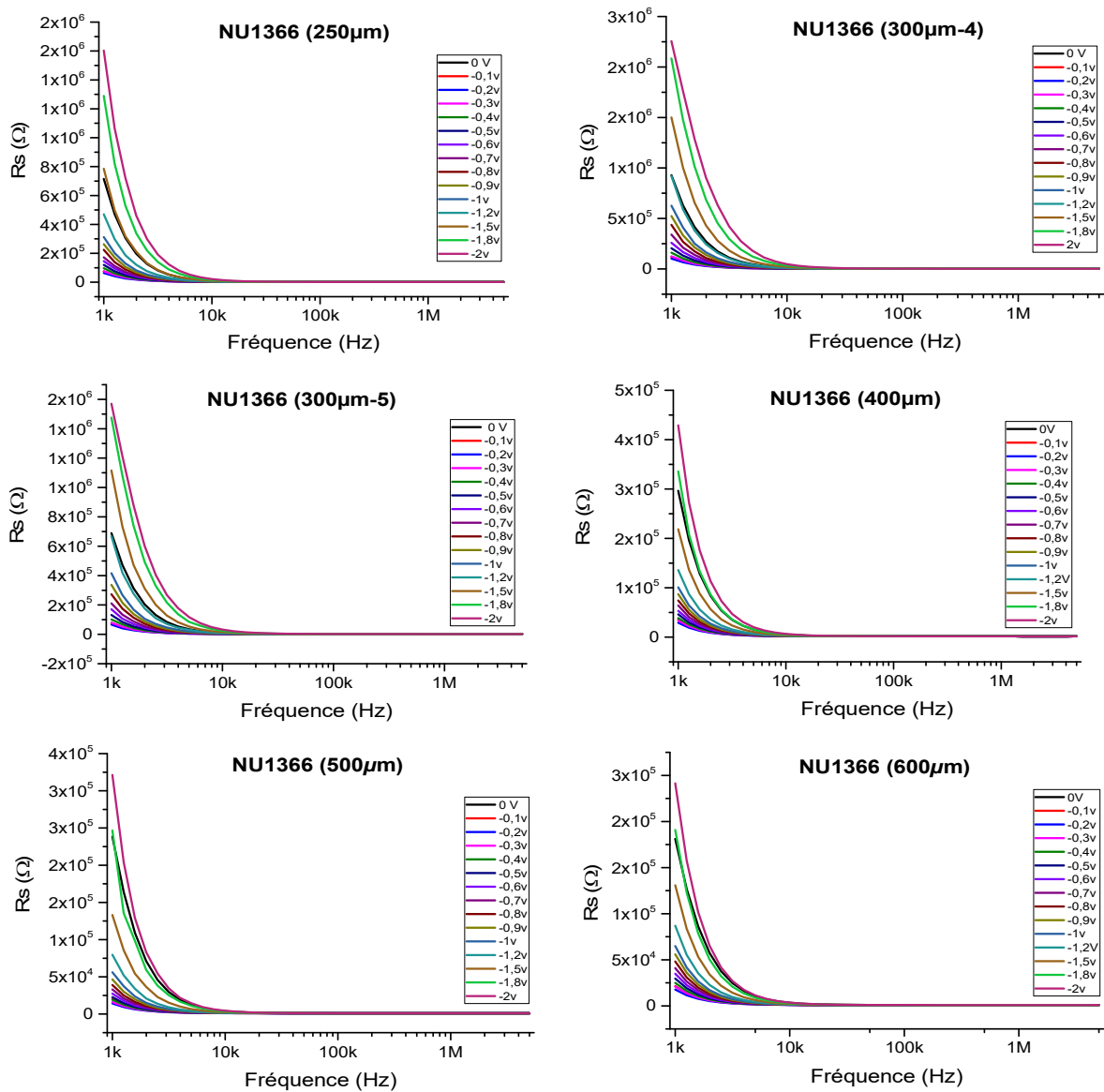


Figure IV.34 : Caractéristiques R_s -f-V de la Diode Schottky NU1366 pour les surfaces de diamètres : 250, 300, 400,500 et 600 μ m, avec T=300 K.

On peut le voir sur la figure IV.34, les valeurs de la résistance série diminuent de manière exponentielle avec l'augmentation de la fréquence. L'augmentation de la tension de polarisation conduit à une augmentation de la valeur de résistance mesurée à la fréquence de base. Et ça n'a aucun effet après 20 KHz, la valeur de la résistance reste quasi constante et faible.

IV.4.6.3 Caractéristiques R_s -f-V de la Diode Schottky NU778 de type n $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$

La figure IV.35 montre les mesures en fréquence de la résistance série de la diode Schottky MQW NU778 de type n $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$ a différentes tensions de polarisation allant de 0 à -2 V, ainsi que pour des surfaces de diamètres de 300, 500, 600, 800 et 1000 μm , respectivement, ces mesures ont été effectuées à température ambiante.

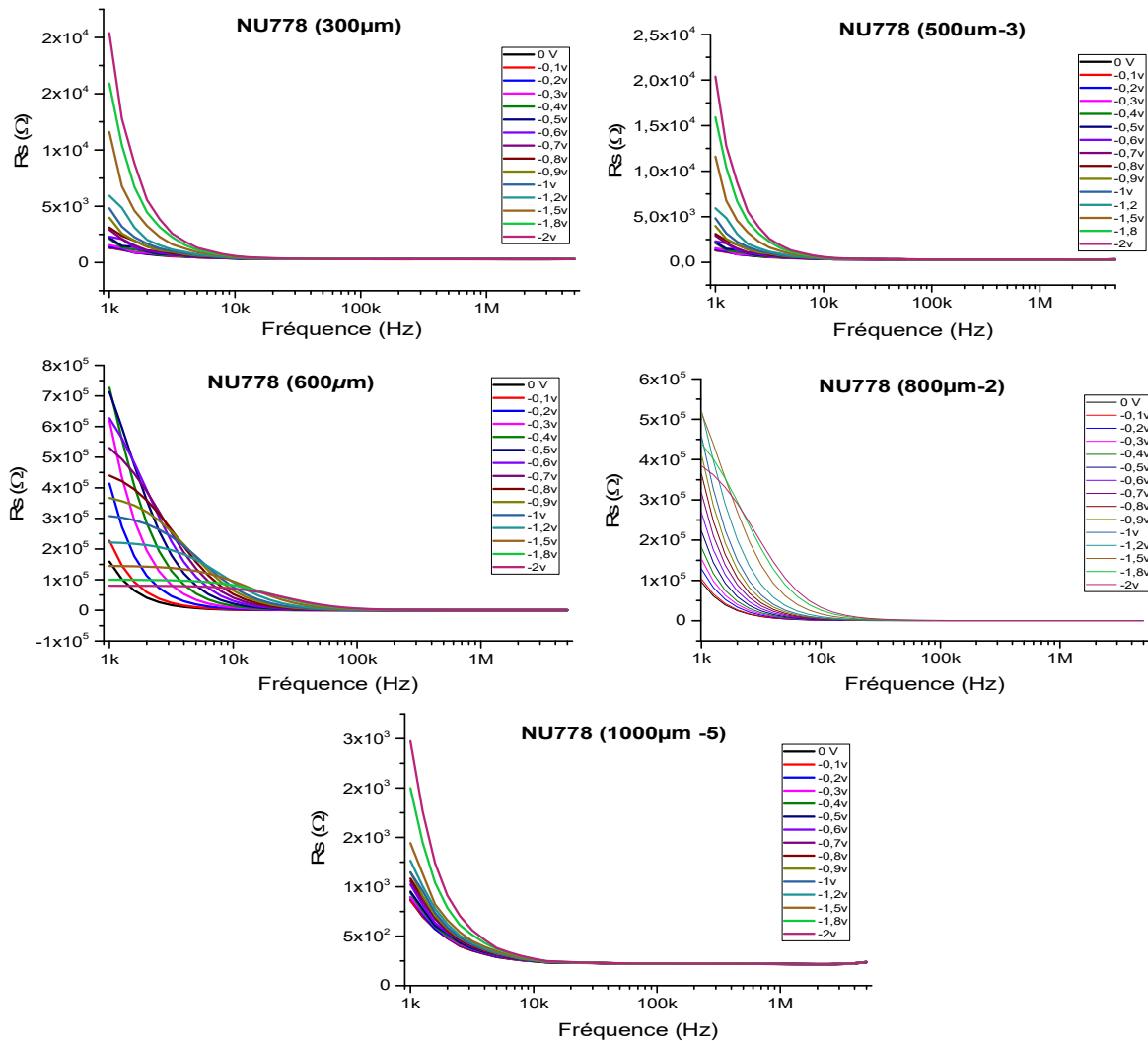


Figure IV 35 : Caractéristiques R_s -f-V de la Diode Schottky NU778 pour les surfaces de diamètres : 300, 500, 600, 800 et 1000 μm , avec $T=300$ K.

La figure IV.35 illustre les courbes de la résistance série - fréquence pour les contacts de la diode Schottky NU778. On remarque que Pour les surfaces de diamètres 300, 500, 800 et 1000 μm , la valeur de la résistance série diminue avec l'augmentation de la fréquence et reste presque constante dans la région de haute fréquence pour chaque tension de polarisation.

Cependant, pour la surface de 600 μm et les tensions de polarisation inférieures à 0.5 V, la résistance série diminue avec l'augmentation de la fréquence. Mais après 0.6 V, la résistance série devient constante avant de diminuer à une fréquence relative pour chaque tension et cette fréquence augmente avec l'augmentation de la tension de polarisation, la résistance série reste presque constante dans la région des hautes fréquences.

IV.4.6.4 Caractéristiques R_s -f-V de la Diode Schottky NU780 de type n $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$

La figure IV.36 montre les caractéristiques R_s -f de la diode Schottky pour différentes tensions de polarisation allant de 0V à -2V, ainsi que pour des surfaces de diamètres de 400 μm , et 800 μm , à la température ambiante.

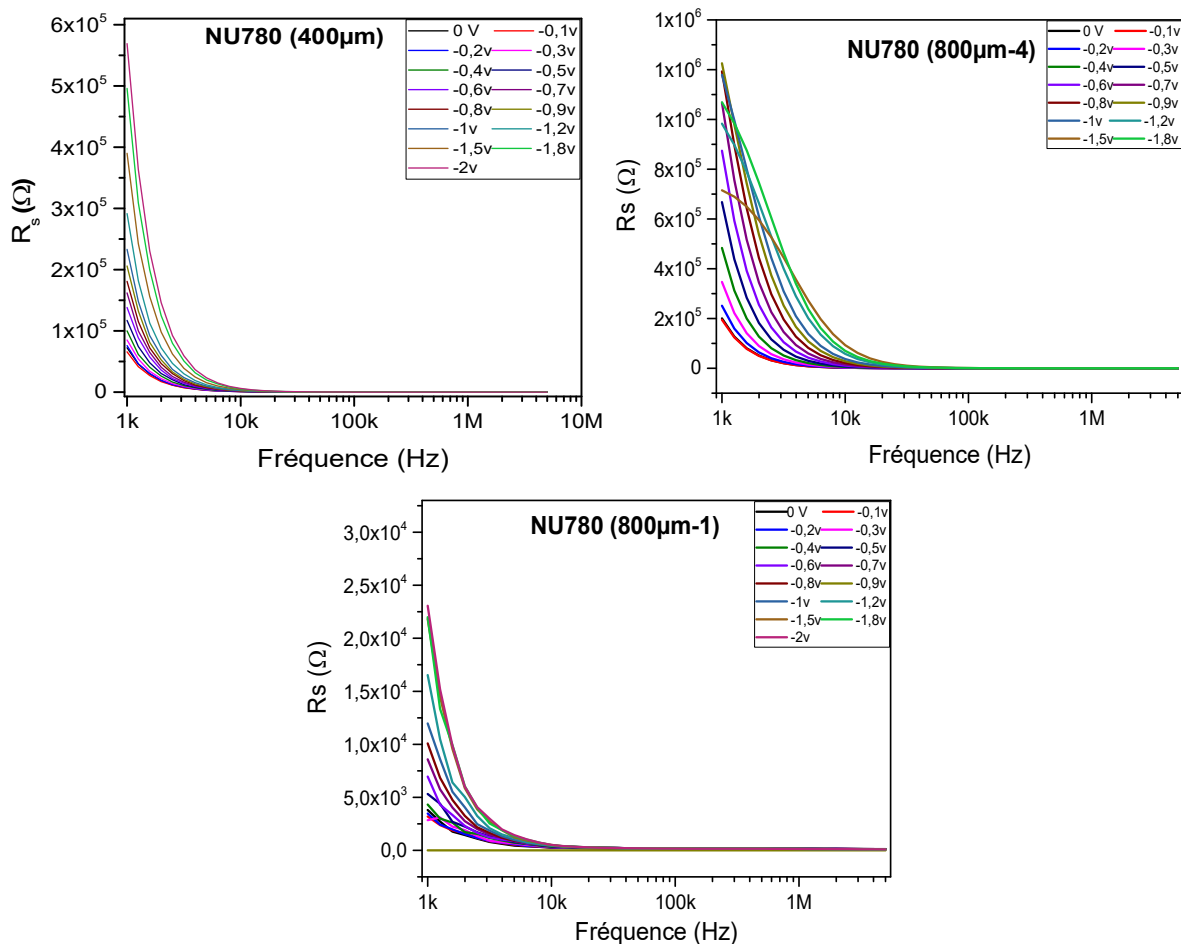


Figure IV.36 : Caractéristiques R_s -f-V de la Diode Schottky NU780 pour les surfaces de diamètres : 400 et 800 μm (4), avec $T=300$ K.

Comme illustré à la Figure IV.36, les caractéristiques R_s - f en fonction de tension de polarisation allant de 0V à -2V, indiquent que la résistance série dépend de la fréquence et de tension de polarisation.

La valeur de la résistance série diminue avec l'augmentation de la fréquence et reste presque constante dans la région de fréquence plus élevée pour chaque tension de polarisation, et pour tous les diamètres. Ceci est attribué aux états d'interface.

Les valeurs de résistance série sont élevées à faible tension de polarisation et diminuent avec l'augmentation de la tension en raison d'états d'interface intenses à basse fréquence.

IV.5 Extraction de la densité d'état d'interface

Il est possible d'estimer les états d'interface en mesurant leurs densités, qui sont notées D_{it} ou N_{ss} . Cette densité représente le nombre de défauts actifs électriquement à l'interface par unité de surface et d'énergie ($eV^{-1}cm^{-2}$). La densité d'états d'interface est souvent un indicateur de la qualité de la technologie utilisée. En effet, pour une surface de haute qualité, les valeurs extraites de D_{it} se situent généralement autour de quelques 10^9 - $10^{10}eV^{-1}cm^{-2}$ [74] [103] alors que pour des interfaces de mauvaise qualité on arrive jusqu'à quelques $10^{13} eV^{-1}cm^{-2}$ [74] [77].

Dans le cas de notre étude, l'extraction des états d'interface (D_{it}) est calculée à partir de deux méthodes, premièrement par la méthode de capacité basse et haute fréquence $C(V)_{HF-LF}$, ensuite par la méthode de Hille et Colman par la conductance $\left(\frac{G}{\omega}\right)_{max}$, les valeurs de ces états d'interface (D_{it}) sont tracées en fonction de la tension de polarisation allant de 0 V à 2 V.

IV.5.1 Méthode de la capacité basse fréquence – haute fréquence :

La méthode de haute-basse fréquence, développée par Kar et Dahlke, est une technique courante et fiable pour extraire la densité de pièges d'interface D_{it} .

Le principe de la méthode haute-basse fréquence consiste en une soustraction entre la contribution de la charge d'espace obtenue à partir de la caractéristique (C-V) à haute fréquence et celle obtenue à partir de la charge d'espace à basse fréquence.

Cette méthode est connue sous le nom la méthode $C(V)_{HF-LF}$. Vu la simplicité relative de sa mise en œuvre, c'est cette méthode que nous avons utilisée dans l'analyse de nos résultats expérimentaux exposés dans la suite.

La méthode adoptée dans le calcul de la densité des états d'interface repose sur les formulations déjà détaillées dans le chapitre III. Un rappel des principales formules servant au calcul des D_{it} est présenté comme suit :

$$C_{it} = C_{LF} - C_{HF} \quad (IV.8)$$

$$D_{it} = \frac{C_{it}}{qA} = \frac{1}{qA} (C_{LF} - C_{HF}) \quad (IV.9)$$

Où q est égal à $1,60 \times 10^{-19}$ C et A est la surface de contact Schottky.

La figure IV.37 présente l'évolution du profil des densités des états d'interface en fonction de tension d'excitation (0, -2 V) qu'ont été calculée par la méthode de $C(V)_{LF-HF}$ et à partir de la caractéristique C-V expérimental à basse fréquence (mesuré à 1 KHz) et de la caractéristique C(V) à haute fréquence (mesuré à 5 MHz) en utilisant l'équation IV.9 pour les diodes Schottky NU1363, NU1366, NU778 et NU780, qui ayant différente diamètre de contact en forme circulaire, ces mesures ont été effectuées à température ambiante.

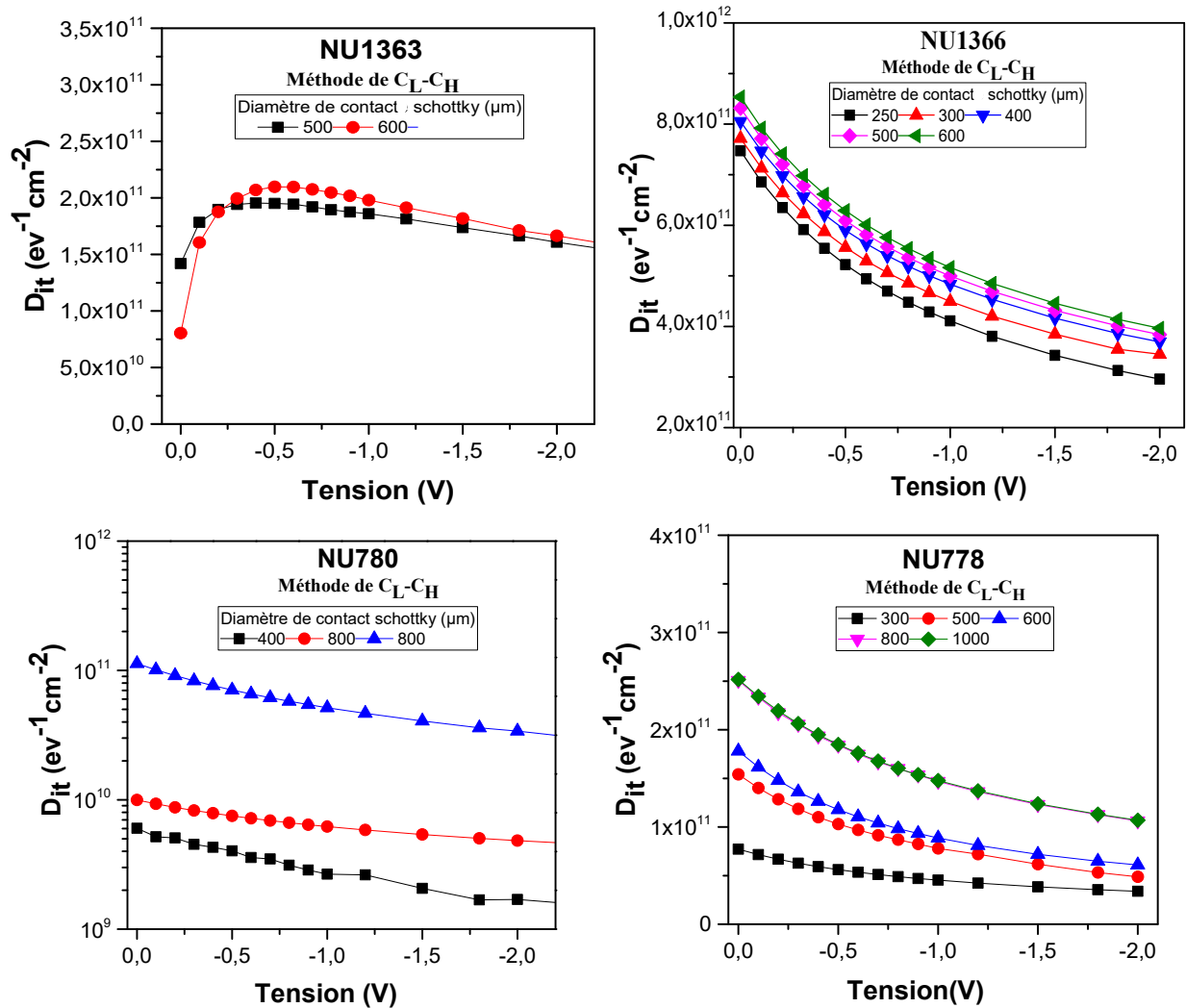


Figure IV.37 : La densité d'états d'interface en fonction de tension pour les structures NU1363, NU1366, NU778 et NU780, avec différents diamètres du contact Schottky mesuré par la méthode $C(V)_{HF-LF}$.

La figure IV.37 montre que l'allure des valeurs des états d'interface (D_{it}) a la forme d'une exponentielle décroissante sans aucun pic, la densité des états d'interface diminue avec l'augmentation de la tension de polarisation. Mais la densité d'état d'interface augmente avec l'augmentation de la surface à chaque tension de polarisation.

Pour la diode NU1366, il a été constaté que lorsque le diamètre de contact Schottky augmente de 250 à 400 μm , la densité des états d'interface augmente puis sature pour des diamètres plus que 500 μm . La densité d'état d'interface diminue principalement avec la même pente de 0 à 0,4 V pour tous les contacts, et diminue avec des pentes différentes les unes des autres aux autres tensions de polarisation dans la plage des 0.5 à 2 V, et la densité d'états d'interface D_{it} inférieure de $10^{13} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$ est comprise entre 2.9×10^{11} et $8.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$, en effet les états de surface est bonne pour tous les contacts Schottky Ti/Au/p-AlGaAs/GaAs/Au/Ni/Au nommé NU1366.

Pour la diode NU1363, deux diamètres du contact Schottky 500 et 600 μm ont donné une courbe différent de celle de NU1366 qui est le même sauf une différence à la concentration de dopage de 1×10^{16} pour NU1363 et de 1×10^{17} pour le NU1366. En effet, la densité d'états d'interface reste supérieure à $7.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$ et inférieure à $2.2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$.

On a observé les mêmes remarques pour la diode NU778, qui présente une augmentation du diamètre de contact Schottky de 300 à 600 μm conduit à une augmentation de la densité des états d'interface, cette densité a ensuite atteint un plateau pour des diamètres allant plus de 800 μm , et la densité d'états d'interface D_{it} est comprise entre $2.3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$ et $2.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$, En effet, on remarque qu'une augmentation de V vers les valeurs négatives s'accompagne de la diminution des D_{it} . Pour des valeurs moins négatives de V, la densité d'états d'interface sondés a tendance à saturer.

Pour la diode Schottky nommé NU780, toutes les courbes semblent être symétrique et montre que l'allure des valeurs des états d'interface (D_{it}) a la forme d'une exponentielle décroissante, et influencé par la diamètre de contact entre 400 et 800 μm , mais en remarque que pour la même diamètre de 800 μm on trouve une grande différence entre les densité d'état d'interface, à 0V le premier contact de 800 μm présente une valeur de D_{it} égale à $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ et la deuxième a une valeur de $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$, dix fois plus que l'autre contact de 800 μm .

IV.5.2 Dit par méthode de Conductance

La méthode de la conductance est proposée par Nicollian et Goetzberger en 1967 [78], nous appelons cette méthode la «G- ω ». La G- ω est l'approche la plus exhaustive pour caractériser les états d'interface. La conductance qui représente les pertes dues à la capture et l'émission des porteurs par les pièges d'interface, est une mesure de la densité des états d'interface D_{it} . Selon cette méthode, les valeurs de la densité d'états d'interface (D_{it}) peuvent être calculées en utilisant l'équation suivante :

$$D_{it} = \frac{2.5}{Aq} \left(\frac{G_p}{\omega} \right)_{max} \quad \text{IV.10}$$

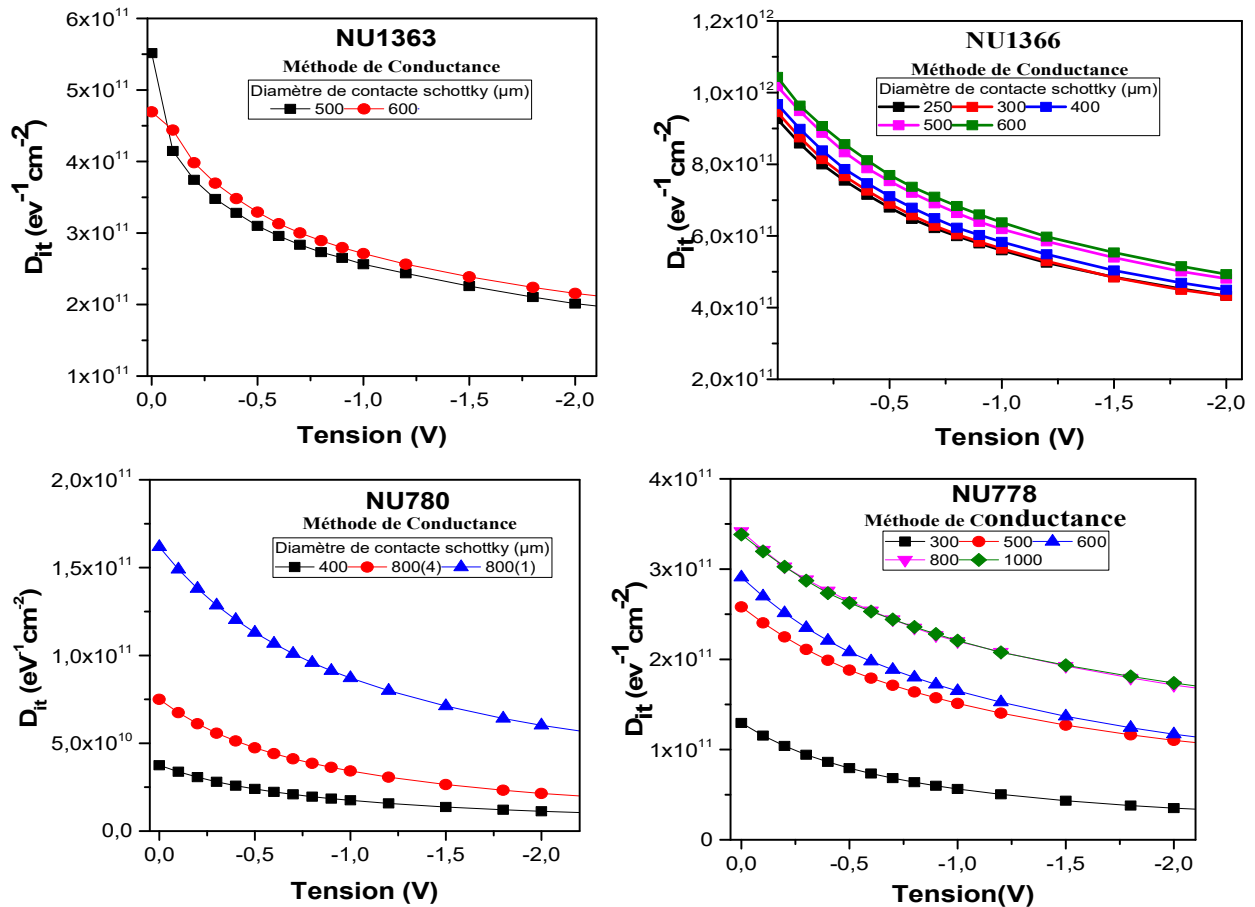


Figure IV.38 : Dépendance en tension de la distribution de densité d'état d'interface D_{it} pour les diodes Schottky NU1363, NU1366, NU778MQW, NU780MQW, à température ambiante, et pour divers diamètres de contacts Schottky, calculée par de la méthode de conductance.

Les courbes présentent une allure similaire avec une pente presque constante de 0,0 à 2 V, avec une forme d'une exponentielle décroissante indépendamment de la surface. Les valeurs de D_{it} sont presque identiques pour tous les contacts Schottky, avec des valeurs inférieures à 10^{12} . Cela suggère que les états de surface sont uniformes sur toute la surface du matériau. L'effet de la

surface est également observable, car D_{it} augmente avec l'augmentation de la surface, mais se sature après 500 μm pour les diodes NU1366 et Nu1363, pour la diode Nu778 à 800 μm .

IV.5.3 Comparaison entre la méthode CL-H et la méthode de conductance.

La densité d'état de surface évaluée par deux méthodes différentes, les figures IV.39 et IV.41, donne les mesures de la densité d'états d'interface « D_{it} » pour les diodes Schottky NU1363, NU1366, NU778 et NU780 obtenues par la méthode de conductance (Hill and Coleman) et par la méthode de Basse –haute fréquence.

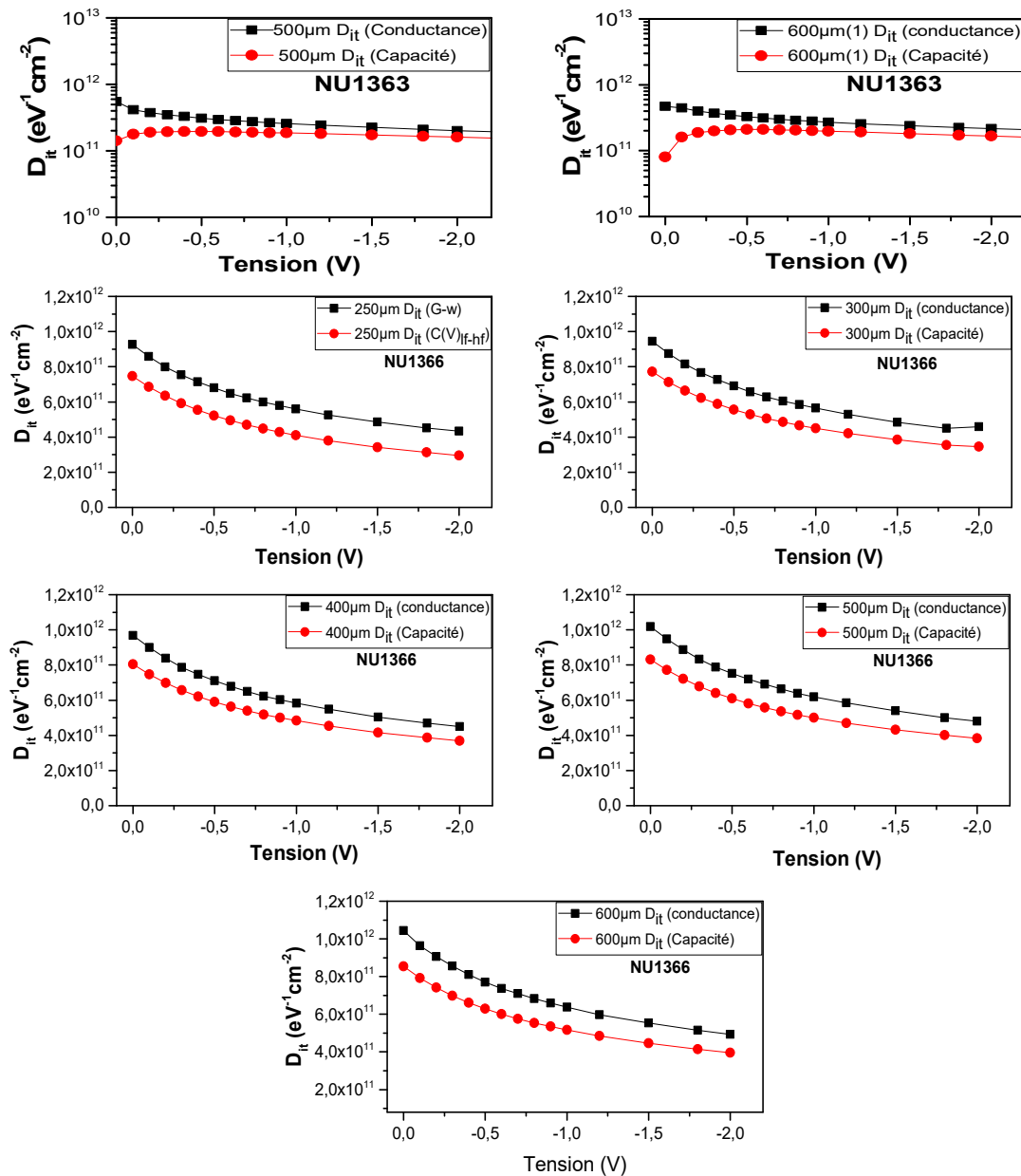


Figure IV.39 : Comparaison de la distribution de la densité d'états d'interface (D_{it}) calculé par la méthode de Capacité $C(V)_{lf-hf}$, et par la méthode de Conductance, pour NU1363 et NU1366 ($\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$ de type p).

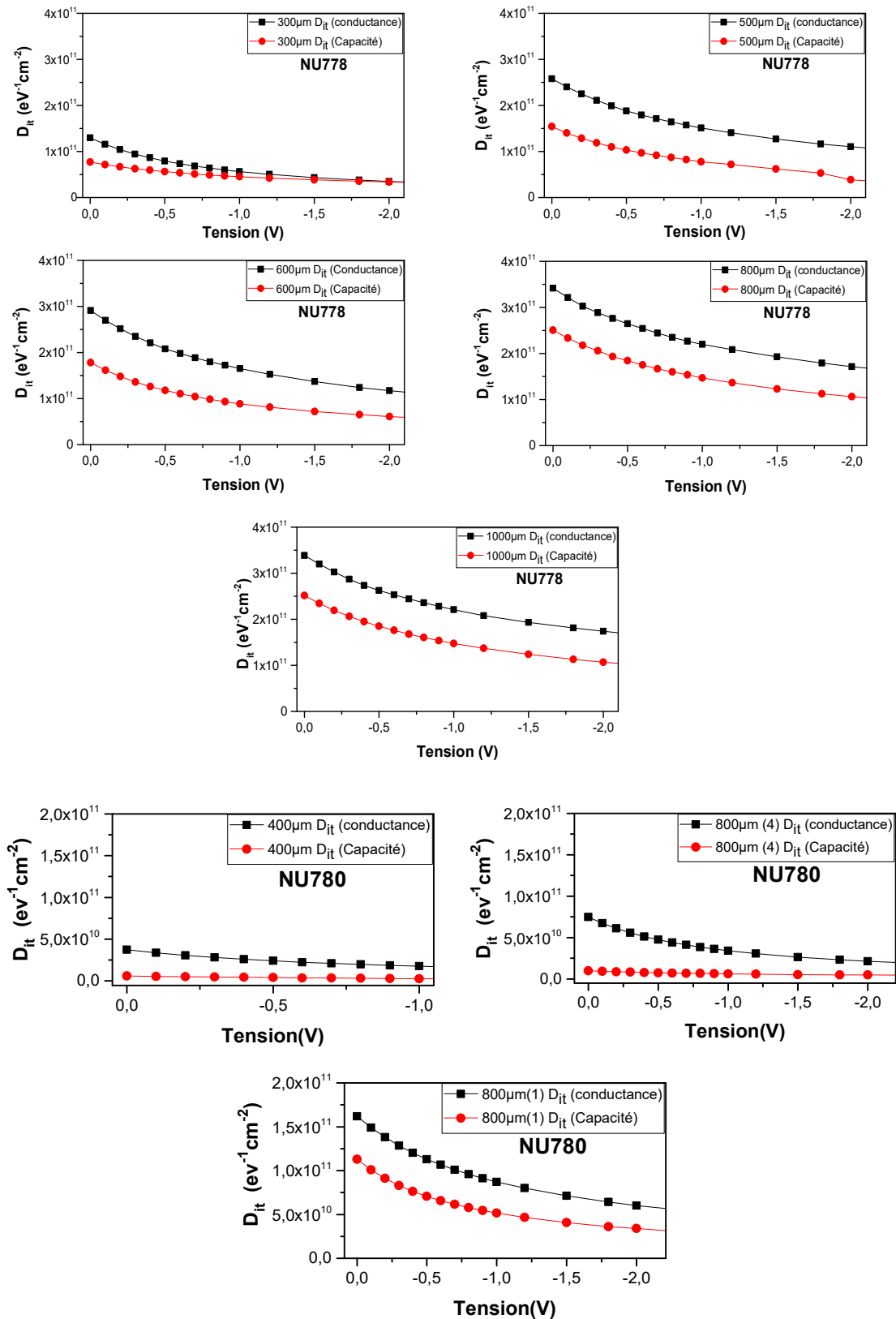


Figure IV.40 : comparaison de la distribution de la densité d'états d'interface (D_{it}) calculé par la méthode de Capacité $C(V)_{LF-HF}$, et par la méthode de Conductance, pour les diodes MQW NU778 et NU780 de type n $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$.

On remarque qu'il n'y a pas de différence significative entre les valeurs des D_{it} calculée par la méthode haute fréquence/basse fréquence (C_{L-Hf}) entre 1 KHz et 5 MHz et la méthode de la conductance, et ils sont cohérents, et les deux spectres présentent la même tendance, comme on peut le voir sur les figures IV.39 et IV.40, les valeurs D_{it} calculées selon la méthode de capacité sont légèrement inférieures à celles obtenues par la méthode de conductance, et sont d'environ au même ordre. La différence pourrait être attribuée à l'échec d'une courbe $C-V$ de 5MHz pour se rapprocher d'une courbe haute fréquence, et aussi en raison de la limitation de la méthode de différenciation graphique.

Ce résultat montre que les deux techniques mettent en évidence les mêmes états d'interface.

IV.5.4 Effet de Surface de contact Schottky sur D_{it}

L'effet de la surface de contact Schottky a été étudié en analysant la densité des états d'interface par la technique $C(V)_{HF-LF}$ et par la technique de Hille et Colman par la conductance $\left(\frac{G_p}{\omega}\right)_{max}$, pour les diodes NU1366 et MQW NU778, et ça pour chaque contact a différents diamètres, les résultats sont représentés sur la figure IV.41

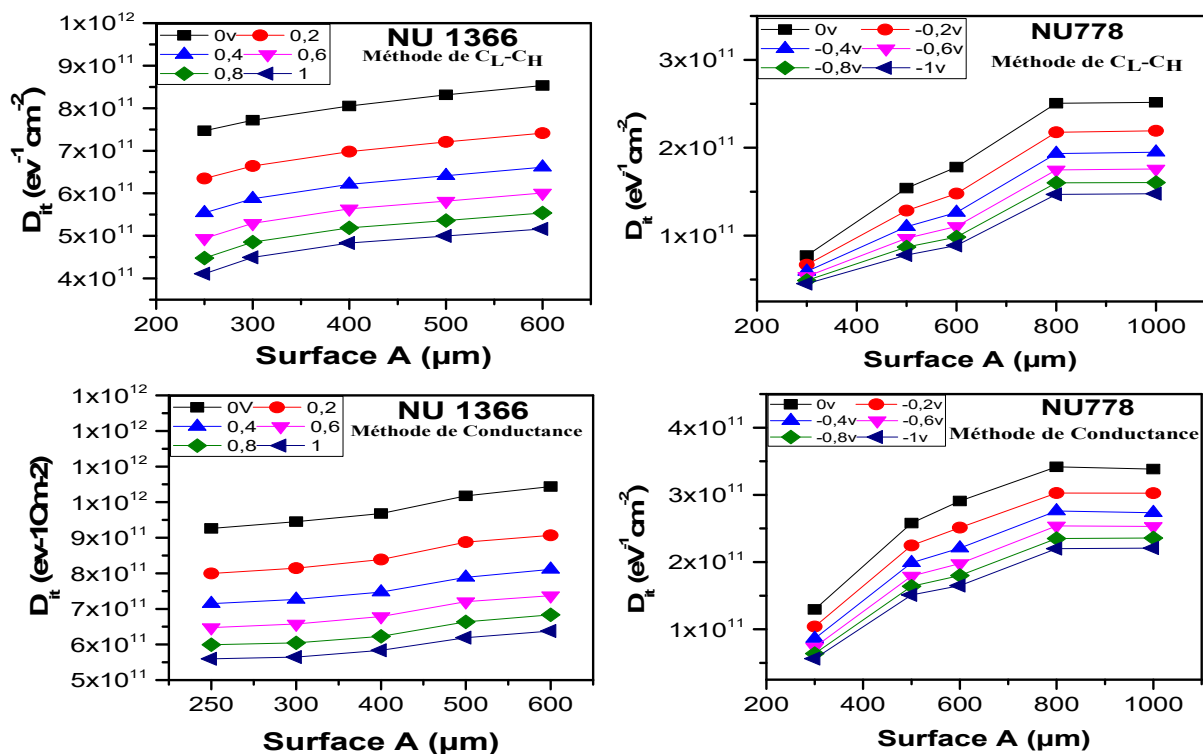


Figure IV.41 : La densité des états d'interface en fonction de diamètres du contact Schottky.

La figure IV.41, montre qu'en augmentant le diamètre de contact Schottky, il y a une augmentation de la densité des états d'interface. La densité augmente puis sature à un diamètre spécifique pour chaque échantillon.

Conclusion Générale

Conclusion générale

Dans ce travail, nous avons étudiée des diodes Schottky de type-n Ti/Au/n-AlGaAs/n-GaAs/n-AlGaAs et de type-p $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$, préparé à l'aide d'un système MBE Varian Gen-II à l'Université de Nottingham. Nous avons mis en évidence les caractéristiques de ces structures à travers plusieurs mesures, notamment l'étude de différentes caractéristiques de la capacité-tension (C-V) et de la conductance-tension (G-V) pour des fréquences allant de 1kHz à 5 MHz, ainsi que la conductance-tension (G/ω -V). Nous avons également étudié les caractéristiques de la conductance-fréquence (G/ω - ω). Ces mesures ont été réalisées à la température ambiante pour les différentes dimensions de surface de contact Schottky pour chaque structure.

En examinant les paramètres électriques tels que la hauteur de la barrière, le facteur d'idéalité et la résistance série, que nous avons extraits à l'aide d'une mesure de la caractéristique I-V, nous avons pu observer que les caractéristiques C-V et G-V dépendent fortement de la fréquence, en particulier pour des fréquences basses. Ce comportement indique la présence d'une distribution des états d'interface qui peuvent facilement suivre le signal alternatif à basse fréquence. Par ailleurs, l'effet de la résistance série sur les mesures C-V et G-V est considérable, et elle donne un pic inversement proportionnel avec la valeur de la fréquence.

Pour étudier les effets de la dimension (diamètre) de la surface de contact Schottky sur les caractéristiques électriques de nos structures, nous avons analysé les caractéristiques électriques pour les quatre échantillons nommé (NU1363, NU1366, NU778, NU780) et présentant des diamètres de surface de contact différents allant de $250\mu\text{m}$ à $1000\mu\text{m}$. Nous avons utilisé des méthodes qui utilisent des caractéristiques C-V mesurées expérimentalement à hautes et basses fréquences, ainsi que la mesure de conductance-fréquence (G/ω - ω), pour obtenir la densité de l'état d'interface. Nous avons pu observer que la densité d'états d'interface diminuent avec l'augmentation du diamètre de surface de contact. La densité des états d'interface et le diamètre de contact Schottky ont des effets concurrents sur les caractéristiques électriques de nos échantillons.

Nous avons obtenu les profils de distribution D_{it} avec deux méthodes différentes, la méthode de caractéristique C-V mesurée à hautes et basses fréquences et la méthode de conductance (G/ω)_{max}. Les résultats obtenus avec ces deux méthodes sont cohérents.

On a remarqué que les caractéristiques électriques et le résultat obtenu de la D_{it} de deux surfaces de même taille dans le même échantillon préparé et mesuré dans les mêmes conditions, donne des résultats différents.

Comme perspectives et pour approfondir notre compréhension sur ces structures, nous avons prévu d'utiliser un programme de simulation numérique comme Atlas Silvaco, afin d'étudier et d'optimiser le choix de la géométrie des contacts de ces structures. Cette étude pourrait fournir de nouvelles informations sur les caractéristiques C-V, G-V et C-f, et améliorer notre compréhension de ces structures pour des applications potentielles dans le domaine de l'électronique et la microélectronique.

Références Bibliographique

- [1] G. E. Moore, «Cramming More Components onto Integrated Circuits,» *Electronics*, vol. 38, n8, pp. 114-117, 1965.
- [2] N. Mott, «Note on the Contact between a Metal and an Insulator or Semiconductor,» *Proc. Cambr. Philos. Soc.*, vol. 34, p.568, 1938.
- [3] S. A.M. Cowley, «Surface States and Barrier Height of Metal- Semiconductor Systems,» *J. Appl. Phys.*, vol. 36, n10, pp. 3212-3220, 1965.
- [4] J. Pointet, *Elaboration et caractérisation de structures métal-isolant-métal à base de TiO₂ déposé par Atomic Layer Deposition*, Thèse de doctorat de l'université de Grenoble Alpes, 2006.
- [5] J. W. M. a. S. S. Lau, "Schottky barrier height and interface state density determinations," *Journal of Applied Physics*, vol. 49, n17, pp. 3896-3911, 1978.
- [6] D. J. Chadi, «Electronic states at metal-semiconductor interfaces: Generalized Schottky barrier heights,» *Physical Review Letters*, vol. 43, n17, pp. 581-584, Aug. 1979.
- [7] J. R. Waldrop, «Influence of interface states on the current-voltage characteristics of metal-semiconductor contacts,» *Journal of Applied Physics*, vol. 59, n°12, pp. 532-542, 1986.
- [8] G. Bersuker, «Schottky barrier height and interface state density: Basic parameters determining electronic device performance,» *Journal of Vacuum Science and Technology B*, vol. 27, n14, pp. 1981-1991, 2009.
- [9] E. T. Erbilin Tanrikulu, «Variation of the Surface States and Series Resistance Depending on Voltage, and Their Effects on the Electrical Features of a Schottky Structure with CdZnO Interface,» *J. Electron. Mater.*, vol. 52, p. 2432–2440, 2023.
- [10] A. Bilgili, «Relationship Between Interface State and Dislocation Densities of Ag/TiO₂/n-InP/Au Schottky Diodes,» *Braz J Phys*, vol. 53, n22, 2023.
- [11] R. P. R. & J. Mariappan, «Effect of Al Dopant Al-LaPO₄ as an Interfacial Layer of Cu/Al-LaPO₄/n-Si-Based MIS Schottky Barrier Diode for Optoelectronic Applications,» *J. Electron. Mater.*, vol. 52, p. 3831–3840, 2023.
- [12] X. H. J. L. X. G. Y. O. Chen Dong, «Impacts of growth orientation and N incorporation on the interface-states and the electrical characteristics of Cu/GaAsN Schottky barrier diodes,» *Physica B: Condensed Matter*, vol. 5247, pp. 52-56, 2017.
- [13] S. Sze, *Semiconductor Devices_Physics.Technology_Sze.*, 2nd Ed ed., United states of America: Wiley, 2002.
- [14] S. Daniel, «Modeling radiation effect on a triple junction solar cell using silvaco atlas'', Thesis Naval postgraduate school Monterey California.2012.
- [15] M. AMARA, *Propriétés Electrique des Conducteurs et des Semi-conducteurs''*, rappels théorique Plat-forme Matière Condensée et Cristallographie (MCC) C.E.S.I.R.E. Université J.Fourier Grenoble.
- [16] N. SEVAGENT, «Physique des semi-conducteurs : Fondamentaux,» Ecole des Mines de Nantes, Université du Mans, Cours, 2008. [En ligne]. Available: http://www.optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M05_C02/co/Contenu_03.html. [Accès le 21 04 2022].
- [17] N. BAUDUIN, « Dépôt de couches minces d'oxyde d'Etain pur ou dopé par procédé plasma CVD basse pression ,» Thèse Doctorat, Université l'université Paris VI, (2001).

- [18] F. BOUROUBBA, « Modelisation et simulation des contacts metal-semiconducteur à barrière inhomogène ,» Mémoire Magistère, Université de Sétif « Ferhat Abbas ,»2010.
- [19] O. Bonnaud, "Composants à semiconducteurs: de la physique du solide aux transistors", Technosup. Ellipses, pp.256, 2006.
- [20] H.Mathieu, «Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques ,»Masson, 1987.
- [21] A. Rockett,«The Materials Science of Semiconductors,» Livre, Université de Illinois, 2008 Springer Science©Business Media, LLC.
- [22] B.Garcia, Jr, simulation de cellule solaire multijonction de nitrure de gallium d'indium utilisant atlas Silvaco,» Thèse Naval postgraduate school Monterey Californie. 2007.
- [23] B. Nadia, « Propriétés physiques des semi-conducteurs (Si monocristallin et Ge) et simulation des cellules solaires à base de Si et SiGe ,» These magister, Université Abou bekr belkaid-Telemcen. 2006.
- [24] D. Said, « Etude de lasers à base des composés semi-conducteurs (InP, GaAs, GaP) ,» Mémoire magistère, Université El-Hadj Lakhder-Batna. 2011.
- [25] P. Wiirfel, Physics of Solar Cells,» Livre, Université Karlsruhe, ©2005 WILEY VCH Verlag GmbH & CO, KGaA, Weinheim.
- [26] M. Grundmann, The Physics of Semiconductors,» Livre, Université Leipzig,©Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2006.
- [27] B. Gerald, « Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures ,»les éditions de physique, paris, 1988.
- [28] M. BERBER, « Etude des nanostructures lasers à base de nitrures d'antimoniures GaNSb/AlGaInNSb ,» thèse de doctorat, université sidi belabbes, Algérie. 2014.
- [29] D. Palombini, T. Cavanna, S. Arena, and E. Limiti, «Design of Sub-Harmonic Mixer MMIC for EHF Satellite Links,» vol. 66, no. February, pp. 149–161, 2016
- [30] S. Kim, J. D. Zimmerman, P. Focardi, A. C. Gossard, D. H. Wu, and M. S. Sherwin, «GaAs field effect transistors,» vol. 253508, pp. 35–38, 2008, doi: 10.1063/1.2947587.
- [31] E. Azma and N. Safavi, «Diode Laser Application in Soft Tissue Oral Surgery,» J. Lasers Med. Sci., vol. 4, no. 4, pp. 206, 2013.
- [32] J.D. Bernal, "The Goldschmidt Memorial Lecture", Journal of the Chemical Society, (1929 Republished 1949).
- [33] C.Y. Chang, F. Kai, "GaAs High-Speed Devices: Physics, Technology, and Circuit Applications", Wiley, 1994.
- [34] W. I. Wang, E. E. Mendez, T. S. Kuan, and L. Esaki, «Crystal orientation dependence of silicon doping in molecular beam epitaxial AlGaAs / GaAs heterostructures A ~ GaAs/Ga. As heterostructures,» vol.826, no. 1985, pp. 1–4, 2012, doi: 10.1063/1.95997.
- [35] I. Harrison, L. Pavesi, M. Henini, and D. Johnston, «Annealing effects on Sidoped GaAs grown on highindex planes by molecularbeam epitaxy Annealing effects on Si-doped by molecular-beam GaAs grown,» Journal of Applied Physics, vol. 75, pp. 3151-3157, 1994, doi: 10.1063/1.356994.
- [36] «GaAs Band structure and carrier concentration,» [En ligne]. Available:

- <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs/bandstr.html>. [Accès le 18 04 2022].
- [37] S. Adachi, "Handbook on Physical Properties of Semiconductors", Kluwer Academic Publishers, 2004.
- [38] B.J. Baliga, "Fundamentals of Power Semiconductor Devices", Springer Science & Business Media, 2010.
- [39] L.S. Miller, J.B. Mullin, "Electronic Materials: From Silicon to Organics", Springer Dordrecht, 1991.
- [40] J. S. Blakemore, «Semiconducting and other major properties of gallium arsenide,» Journal of Applied Physics, vol. 123, no. 1982, 2008, doi: 10.1063/1.331665.
- [41] S. Adachi, «GaAs , AlAs , and Al_xGa_{1-x}As @ B: Material parameters for use in research and device applications GaAs , AlAs , and Al_xGa_{1-x}As: Material parameters for use in research and device applications,» vol. 1, no. 1985, 2012, doi: 10.1063/1.336070.
- [42] S. Adachi, «Optical Constants of crystalline and Amorphous semiconductors- Numerical Data and Graphical Information,» Kluwer Academic Publishers, UAS, 1999.
- [43] A. Bechiri, «*Effets du Désordre et du Substrat sur la Structure Electronique dans les Alliages Semi-Conducteurs III-V*,» Constantine UMC (ALGERIE): Thèse Doctorat D'état, Université Mentouri, 2006.
- [44] R. Khilil, «*Étude d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans des hétérostructures AlGaAs/GaAs par des mesures courant-tension et bruit basses fréquences en température*,» Thèse Docteur, Université de Reims Champagne-Ardenne. 2005.
- [45] A. Materials, «Aluminium Gallium Arsenide Semiconductors,» 02 mai 2013. [En ligne]. Available: <https://www.azom.com/article.aspx?ArticleID=8365>. [Accès le 21 avril 2022].
- [46] K. E. Guermai, « les defaults de la structure cristalline, Rabat, » 2012.
- [47] « Les macles et les dislocations : des défauts parfois beaux et utiles ,» Techniques de l'ingénieur, 2012.
- [48] S. M. Sze, K. N. Kwok, «Physics of Semiconductor Devices,» 3ème édition, Wiley, New Jersey, 2006
- [49] S. S.M, Semiconductor Devices _Physics and Technology. 2nd Ed, United states of America: Wiley, 2002.
- [50] E. a. R. W. Rhoderick, «Metal-Semiconductor Contacts,» 2 ed., Oxford, U.K.: Clarendon, 1988.
- [51] H. Mathieu, H. Fanet, « Physique des semiconducteurs et des composants électroniques ,» 2009.
- [52] B. BOITTIAUX, « Chapitre 5 : Structure Métal-Semiconducteur ». Mise à jour le 30 mars 2004. Polytechnique de Lille, Cours. [En ligne] <http://www.polytech-lille.fr/cours-atome-circuit-integre/unip/unip500.htm> (consulté le 20 avril 2022),» [En ligne].
- [53] A.E. Bazin, « Conception de diodes schottky sur 3C-SiC épitaxie sur silicium,» thèse de doctorat, Université François-Rabouais, 2009.
- [54] Rhoderick E. H, Metal-semiconductor contacts, IEE PROC, vol.129, Pt. I, no. 1, pp 1-14, 1982.

- S. Edition, E. H. Rhoderick, and R. H. Williams, «Metal-Semiconductor Contacts Second Edition,» 1988.
- [55] H.A. Bethe, «Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers,» MIT Radiation Laboratory. Report 43-12, 1942.
- [56] C. Wagner, «Theory of current rectifiers,» Phys. Z, vol. 32, pp. 641-645, 1931.
- [57] W. Schottky, E. Spenke, «Quantitative treatment of the space-charge and boundary-layer theory of the crystal rectifier,» Wiss. Veroff. a.d.Siemens-Werken, vol.18, pp. 225-229, 1939.
- [58] C.R. Crowell, S.M. Sze, « Current Transport in Metal-Semiconductor Barriers,» *Solid-State Electronics*, vol. 9, pp. 1035-1084, 1966.
- [59] «www.cours.polymtl.ca/ele2302/data/ele2302_chap02_2_diode_applications.pdf,»[En ligne].
- [60] BALI.A, « 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 ,» Magister, Université Mohamed Khider, Biskra, 2013.
- [61] S. a. K. N. g. Sze, Physics of Semiconductor Devices, Wiley-Interscience: 3, 2007.
- [62] T.-J. King Liu, UC Berkeley EE130/EE231 Lecture Notes. 2003.
- [63] S. a. K. N. g. Sze, Physics of Semiconductor Devices, Wiley: 3, 2007.
- [64] D. Connelly, C. Faulkner, D. E. Grupp, and J. S. Harris, «A New Route to Zero-Barrier Metal Source / Drain MOSFETs,» *IEEE Transactions on*, vol. 3, no. 1, pp. 98–104, 2004.
- [65] B. Laboratories and M. Hill, «Schottky-Barrier Formation at Single-Crystal Metal-Semiconductor Interfaces (A),» vol. 52, no. 6, pp. 461–464, 1984.
- [66] B. Lakehal, « Etude des propriétés électriques d'une photopile à base d'une structure schottky ,» *memoire magister*, universite de batna, 2009.
- [67] Filali, Walid & Oussalah, Slimane & Sengouga, Nouredine & Henini, Mohamed & Taylor, David. (2018). Simulation of p-type Schottky Diode Based on Al_{0.29}Ga_{0.71}As with Titanium/Gold Schottky Contact. P. 272-275. 10.1109/ICM.2018.8704017.
- [68] S S. K. C. W. Cheung, «Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics,» vol. 85, no. 1986, 2014, doi: 10.1063/1.97359.
- [69] Z. Çaldıran, Ş. Aydoğan, and Ü. İncekara. "Schottky Diode Applications of the Fast Green FCF Organic Material and the Analyze of Solar Cell Characteristics" J. Phys.: Conf. Ser., vol. 707, 2016. doi:10.1088/1742-6596/707/1/012052
- [70] H. Norde, «A Modified Forward I-V Plot for Schottky Diodes with High Series Resistance,» Journal of Applied Physics, Vol. 50, No. 7, pp. 5052-5053, 1979. doi:10.1063/1.325607.
- [71] N. Hamdaoui, R. Ajjel, B. Salem, and M. Gendry, «Materials Science in Semiconductor Processing Distribution of barrier heights in metal/n-InAlAs Schottky diodes from current – voltage – temperature measurements,» Mater. Sci. Semicond. Process., vol. 26, pp. 431–437, 2014, doi: 10.1016/j.mssp.2014.05.043.
- [72] P. Chattopadhyay, « Solid-State Electronics,» vol. 38, pp. 739-741, 1995.

- [73] Mikhelashvili, Vissarion (Beso) & Eisenstein, G. & Valery, Garber & Fainleib, S. & Bahir, Gad & Ritter, Dan & Orenstein, Meir & Peer, A.. (1999). On the extraction of linear and nonlinear physical parameters in nonideal diodes. *Journal of Applied Physics*. 85. 6873 - 6883. 10.1063/1.370206.
- [74] White, Marvin H. and James R. Cricchi. «Characterization of thin-oxide MNOS memory transistors.» *IEEE Transactions on Electron Devices* 19 (1972): 1280-1288.
- [75] J. L. Autran, F. Seigneur, C. Plossu, and B. Balland, «Characterization of Si – SiO₂ interface states: Comparison between different charge pumping and capacitance techniques Characterization of Si-SiO₂ interface states: Comparison different charge pumping and capacitance techniques,» vol. 3932, 1993, doi: 10.1063/1.354493
- [76] M. Kanoun et al., «Electrical study of ferromagnet-oxide-semiconductor diode for a magnetic memory device integrated on silicon,» *Appl. Phys. Lett*, vol. Vol (90), pp. 192508-1-192508-3, 2007.
- [77] E. H. Poindexter, G. J. Gerardi, M. E. Rueckel, P. J. Caplan, N. M. Johnson, and D. K. Biegelsen, « Electronic traps and Pb centers at the Si/SiO₂ interface: band-gap energy distribution,» *J. Appl. Phys*, vol. 56, pp. 2844-2849, 1984.
- [78] E. H. Nicollian, J. R. Brews, « MOS (metal oxide semiconductor) physics and technology,» John Wiley & Sons, New York, 1982.
- [79] K. N. S.M. Sze, «Physics of Semiconductor Devices Wiley,» *Wiley, United states of America*, p. 111, 2006.
- [80] R. Castagnic and A. Vapaille, «Description of the SiO₂-Si Interface Properties by Means of Very Low Frequency MOS Capacitance Measurements,» *Surface Science*, vol.28, p.680, 1971.
- [81] W.A. Hill, C.C. Coleman, «A single-frequency approximation for interface-state density determination,» *Solid. State. Electronics*, vol. 23, n 6, p. 987–993, 1980.
- [82] D. K. Schroder, "semiconductor material and device characterization.", vol. 3, «Arizona State University: Wiley-Interscience,» pp. 347-350, 2006.
- [83] O. Wada, «Optoelectronic integration based on GaAs material,» *Opt. Quantum*, vol. 20, n6, pp. 441-471, 1988.
- [84] S. Mokkaapati, C Jagadish, «III-V compound SC for optoelectronic devices,» *Mater. Today*, vol. 12, n4, pp. 22-32, 2009.
- [85] F.Schwierz, J. J. Liou, «RF transistors: Recent developments and roadmap toward terahertz applications,» *Solid. State. Electronics*, vol. 51, n°8, pp. 1079-1091, 2007.
- [86] Yoon, Jongseung et al, «GaAs photovoltaics and optoelectronics using releasable multilayer epitaxial assemblies,» *Nature*, vol. 465, n°7296, pp. 329-33, 2010. doi:10.1038/nature09054
- [87] R. J. Nelson et al., «Reduction of GaAs surface recombination velocity by chemical treatment,» *Appl. Phys. Lett*, vol. 36, n°1, pp. 76-79, 1980.
- [88] M. Ambrico et al, «A study of remote plasma nitrided nGaAs/Au Schottky barrier,» *Solid. State. Electron*, vol. 49, n°3, pp. 413-419, 2005.
- [89] M.K. Hudait, S.B. Krupanidhi, «Interface states density distribution in Au/n-GaAs Schottky diodes on n-Ge and n-GaAs substrates,» *Mater. Sci. Eng. B Solid-State Mater.*

- Adv. Techno*, vol. 87, n°2, pp. 141-147, 2001.
- [90] M. Labeled et al, «Modeling a Ni/ β -Ga₂O₃ Schottky barrier diode deposited by confined magnetic-field-based sputtering,» *J. Phys. D. Appl. Phys*, n 54 , p. 115102, 2021. doi: 10.1088/1361-6463/abce2c
- [91] Madani Labeled *et al*, «Modeling and analyzing temperature-dependent parameters of Ni/ β -Ga₂O₃ Schottky barrier diode deposited by confined magnetic field-based sputtering,» *Semicond. Sci. Technol*, vol. 36, n 3, p. 035020, 2021.
- [92] Ş. Güçlü, A. Faruk, and Ş. Özdemir, «Double exponential I–V characteristics and double Gaussian distribution of barrier heights in (Au/Ti)/Al₂O₃/n-GaAs (MIS)-type Schottky barrier diodes in wide temperature range,» *Appl. Phys. A*, vol. 122 , n°11032 , 2016, doi: 10.1007/s00339-016-0558-x.
- [93] W. Filali, N. Sengouga, S. Oussalah, R. H. Mari, D. Jameel, N. A. Al Saqri, and M. Henini, « Characterisation of temperature dependent parameters of multi--quantum well (MQW) Ti/Au/n-AlGaAs/n-GaAs/n-AlGaAs Schottky diodes Superlattices Microstruct,» *Superlattices and Microstructures*, vol. 111 , pp. 1010-21, 2017, doi:10.1016/j.spmi.2017.07.059.
- [94] M. Missous and E. H. Rhoderick, «On the Richardson constant for aluminum/gallium arsenide Schottky diodes,» *J. Appl. Phys*, vol. 69 , p. 7142–5, 1991, doi: 10.1063/1.347604.
- [95] K. Sato, Y. Yasumura, «Study of forward I-V plot for Schottky diodes with high series resistance,» *J. Appl. Phys.*, vol. 58, p. 3655–7, 1985 , doi.org/10.1063/1.335750
- [96] B. Akkal, Z. Benamara, B. Gruzza, and L. Bideux, «Characterization of interface states at Au/InSb/InP(100) Schottky barrier diodes as a function of frequency,» *Vacuum*, vol. 57, no. 2, pp. 219–228, 2000, doi: 10.1016/S0042-207X(00)00131-7.
- [97] P. S. Ho, E. S. Yang, H. L. Evans, and X. Wu, «Electronic states at silicide-silicon interfaces,» *Phy. Rev. Lett.*, vol. 60, p. 177, 1986.
- [98] Werner J, Levi AF, Tung RT, Anzlowar M, Pinto M, «Origin of the excess capacitance at intimate Schottky contacts,» *Physical Review Letters*, vol. 60, p. 53, 1988, doi:10.1103/PhysRevLett.60.53.
- [99] D. W. McNeill and J.A. Van Vechten, «Schottky barrier diodes,» *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 16, n°12, pp. 1050-1061, 1969.
- [100] A. I. Akinwande, «A study of Schottky barrier diodes using complex impedance measurements,» *Solid-State Electron*, vol. 28, n°10, pp. 1097-1104, 1985.
- [101] A. Tataroğlu, Ş. Altındal, «Analysis of electrical characteristics of Au/SiO₂/n-Si (MOS) capacitors using the high-low frequency capacitance and conductance methods,» *Microelectron. Eng.*, vol. 85, n°1, p. 2256–2260, 2008, doi: 10.1016/j.mee.2008.07.001.
- [102] M. M. Bülbül and S. Zeyrek, « Frequency dependent capacitance and conductance-voltage characteristics of Al/Si₃N₄/p-Si(1 0 0) MIS diodes,» *Microelectron. Eng.*, vol. 83, no. 11–12, pp. 2522–2526, 2006, doi: 10.1016/j.mee.2006.06.002.
- [103] A. K. Agarwal and M. H. White, «On the Nonequilibrium Statistics and small signal admittance of Si-SiO₂ Interface Traps in the deep depleted gated diode structure,» *J. Appl. Phys*, vol. 55, pp. 3682-3694, 1984, doi: 10.1063/1.332919.

Publication

Schottky contact diameter effect on the electrical properties and interface states of Ti/Au/p-AlGaAs/GaAs/Au/Ni/Au Be-doped p-type MBE Schottky diodes

Issam Lakhdari^{1,2} , Nouredine Sengouga^{2,3,*} , Madani Labeled^{2,3} , Toufik Tibermacine^{2,3}, Riaz Mari⁴ and Mohamed Henini⁵

¹ Electrical Engineering Department, University of Biskra, B.P. 145 RP, 07000 Biskra, Algeria

² Laboratory of Metallic and Semiconducting Materials, University of Biskra, B.P. 145 RP, 07000 Biskra, Algeria

³ Materials Science Department, University of Biskra, B.P. 145 RP, 07000 Biskra, Algeria

⁴ Institute of Physics, University of Sindh, Jamshoro, Pakistan

⁵ School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham NG7 2RD, United Kingdom

E-mail: n.sengouga@univ-biskra.dz

Received 11 January 2022, revised 15 March 2022

Accepted for publication 25 March 2022

Published 13 April 2022



CrossMark

Abstract

Schottky diodes based on Be-doped p-type AlGaAs were grown by molecular beam epitaxy and their current–voltage (I – V) and capacitance–voltage (C – V) characteristics measured. The Schottky and Ohmic contacts are Ti/Au and Au/Ni/Au, respectively. The effect of the Schottky contact diameter on I – V and C – V characteristics was studied. To elucidate this effect, the Schottky diode figures of merits and interface states are extracted from I – V and C – V characteristics, respectively. It was found that interface states density increases with increasing Schottky contact diameter then saturates beyond 400 μm . The frequency dependence of the C – V characteristics was also related to these interface states. The results of this present study can help choosing the right Schottky contact dimensions.

Keywords: p-type AlGaAs, Schottky diode, interface states, electrical characteristics, Schottky contact diameter

(Some figures may appear in colour only in the online journal)

1. Introduction

Schottky contacts are commonly used in a wide variety of semiconductor devices for different applications as well as a tool for investigating the physical and electrical properties of a semiconductor [1, 2]. Thus, this structure is extensively studied both experimentally and theoretically [3]. GaAs and AlGaAs are important semiconductors for developing several applications of Schottky diodes including high speed

devices [4], high electron mobility transistors [5], solar cells [6], betavoltaic cells [7] and particle detectors [8]. Schottky barriers are usually realised by depositing a layer of a metal on a semiconductor without considering lattice mismatching amongst other conditions [9]. It is therefore expected that native defects, referred to as interface states, are generated. These have drastic effects on Schottky based devices. For example, variations of the electrical characteristics with frequency and temperature are related to inhomogeneities of the Schottky barrier which are related to interface states. The performance and reliability of a Schottky contact are therefore highly affected by the interface quality between the metal and

* Author to whom any correspondence should be addressed.

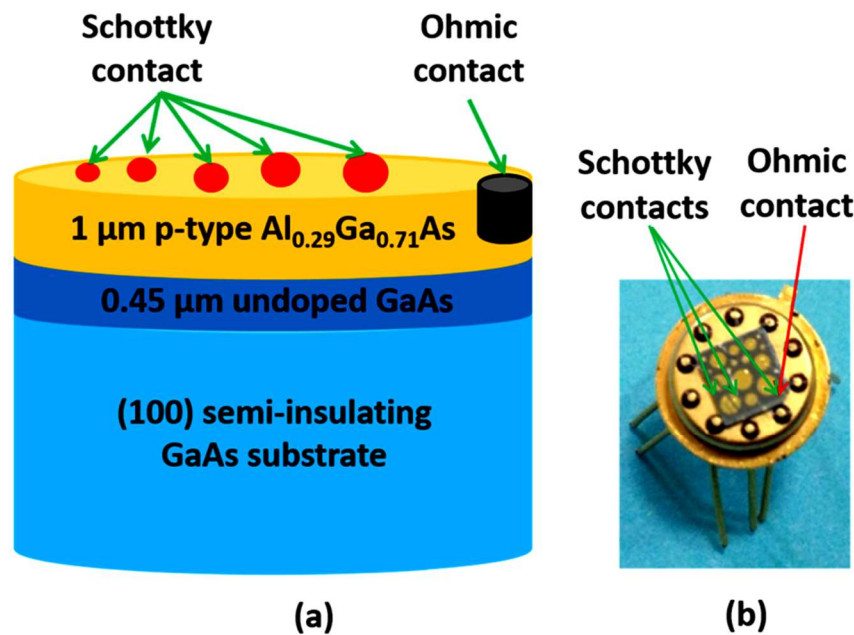


Figure 1. (a) A schematic diagram the MBE structure and metallisation; (b) fabricated Ti/Au/p-AlGaAs/GaAs/Au/Ni/Au Schottky diodes mounted onto a T05 header.

the semiconductor. Possible anomalies have been proposed by taking into account the interface state density distribution [10], quantum-mechanical tunnelling [11, 12] and lateral distribution of the barrier height [13, 14]. A Gaussian distribution of the Schottky barrier over the contact area has been also assumed to describe the inhomogeneities [15]. Several approaches have been adopted to reduce interface states including the insertion of an interfacial layer between the metal and the semiconductor [16–18]. Other treatments were also considered. For example, Kanmaz *et al* [3] found that annealing the Schottky contact had a profound effect on the diode electrical characteristics and the extraction of the diode's parameters. To evaluate the interface density, the well-known frequency dependent capacitance method is usually used [19]. Kacha *et al* noticed that the Schottky metal material diffuses and induces a strong effect on the electrical parameters and device performances [20]. Özdemir *et al* [21] demonstrated that the potential barrier with GaAs decreases with the increase of the thickness of the Schottky. The semiconductor thickness also has an effect on the Schottky diode characteristics and performance [22]. Kraya and Kraya studied the effect of the contact size on the formation of the Schottky barrier and found that the bigger the size the more likely a Schottky contact is obtained [23]. Wang *et al* studied the effect of the Schottky contact size on the electrical characteristics of GaN Schottky diodes [24]. In this work, the effect of the Schottky contact diameter on current–voltage and capacitance–voltage characteristics of a Ti/Au/p-AlGaAs/GaAs/Au/Ni/Au Schottky diode is studied. The device should have a minimum leakage current and a large capacitance. The diode figures of

merits and interface states are extracted from these characteristics, respectively, and their relation with the Schottky contact diameter is explained.

2. Materials and methods

Ti/Au/AlGaAs/GaAs/Au/Ni/Au Schottky diodes were fabricated on a (100) oriented semi-insulating GaAs substrate. The GaAs/AlGaAs epitaxial layers were grown using a Varian Gen-II molecular beam epitaxial (MBE) system at a temperature of 680 °C with an As_4 beam-equivalent pressure of 2×10^{-5} Torr. The MBE structure consisted of 0.45 μm undoped GaAs buffer layer followed by a 1 μm thick Be-doped p-type $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$ layer. The free carrier concentration was determined from room temperature Hall measurements and was to be $\sim 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. The metallization process was carried out using an EDWARDS E306 thermal evaporation system. The Schottky contacts, of different diameters ranging from 250 to 600 μm , were formed by evaporation of Titanium (Ti) and Gold (Au) layers with thicknesses of ~ 20 and 200 nm, respectively, on top of the AlGaAs layer. The AlGaAs layer was etched to ~ 600 nm at the edge of the AlGaAs layer in order to deposit the Ohmic contact (Au/Ni/Au) that was annealed at 360 °C [25, 26]. The fabricated Schottky diode was then mounted onto a T05 header for electrical characterisation. A schematic diagram of the MBE structure and metallisation, and image of the processed samples mounted onto a T05 header are shown in figures 1(a) and (b), respectively.

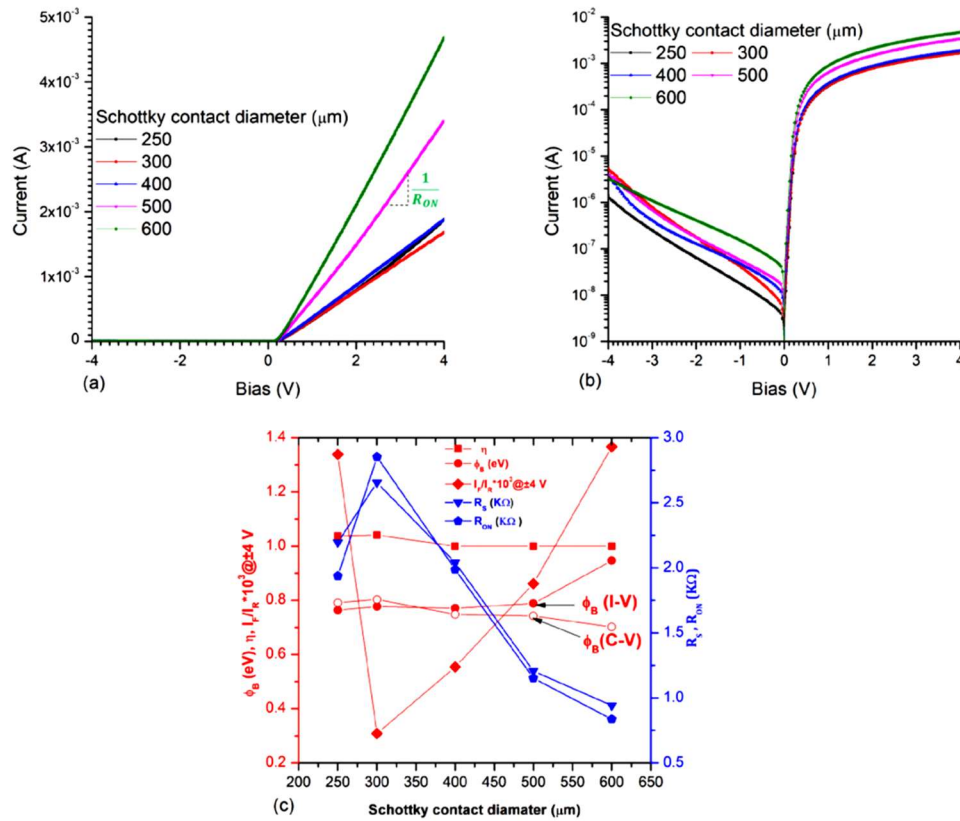


Figure 2. The I - V characteristics on linear and semi-logarithmic scales (a) and (b), respectively, and the extracted figures of merits (c) of the Ti/Au/p-AlGaAs/GaAs/Au/Ni/Au Schottky diodes at room temperature for different Schottky contact diameters. In (c) the barrier height is also deduced from the $C^{-2} = f(V)$ characteristics.

The current–voltage (I - V) and capacitance–voltage–frequency (C - V - F) characteristics are measured using a B1500A Semiconductor Device Parameter Analyser controlled by Easy-Expert software at room temperature.

Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS) measurements were undertaken by ramping the temperature at a rate of 2K min^{-1} in a Closed Cycle refrigerator, JANIS CCS-450 controlled by an associated Lakeshore 311 temperature controller. A train of electrical pulses, generated by a pulse generator (model Agilent 33220 A) was applied to the sample. The filling pulse repetition rate is fixed to 50 Hz. The reverse bias (VR) and filling pulse (VP) is applied in such a way that $VP < VR$. The capacitance transient is measured by a Boonton 7200 capacitance meter. All equipment's are controlled by a computer software through a parallel interface.

The diode structure shows that the Schottky and Ohmic contacts are on horizontally placed on the AlGaAs layer. The AlGaAs layer is doped while the GaAs layer beneath it is undoped. The two layers (AlGaAs and GaAs) are on top of a semi-insulating GaAs. This means that the current goes from the Schottky contact to the Ohmic contact via the doped

AlGaAs layer and not the undoped GaAs layers. Hence, this structure is a simple Schottky diode.

3. Results and discussions

3.1. I - V characteristics and figures of merits

I - V characteristics of the Schottky diodes are measured at room temperature for different contact diameters. These measurements are shown in figures 2(a) and (b) on linear and semi-logarithmic scales, respectively. The diode figures of merits (ideality factor n , barrier height ϕ_B , series resistance R_s , on-resistance R_{ON} and the rectifying ratio $\frac{I_F}{I_R} \Big|_{|V|=4V}$), extracted from these characteristics, are shown in figure 2(c). Parameter extraction is carried out assuming that I - V characteristics obey the simple Schottky equation for thermionic emission given by [27, 28]:

$$I = I_s \left(\exp \left(\frac{q(V - R_s J)}{n K_B T} \right) - 1 \right) \quad (1)$$

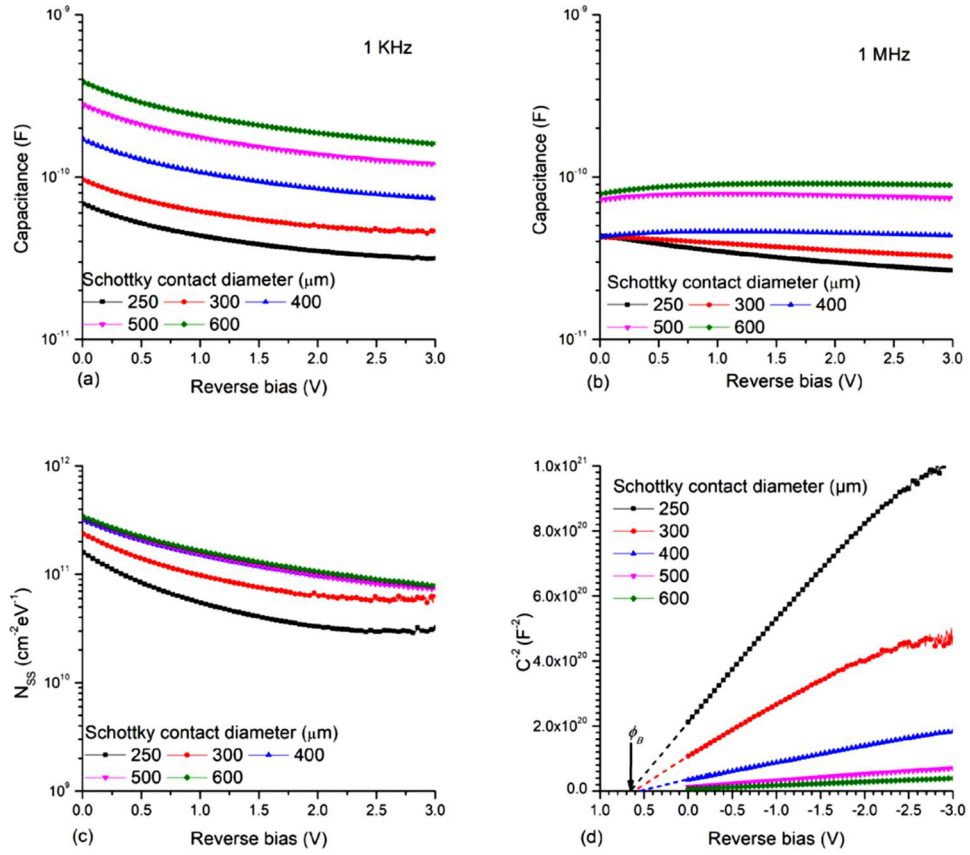


Figure 3. C - V characteristics at low and high frequency (a) and (b), respectively, the extracted interface states (c) and (d) a plot of C^{-2} to extract ϕ_B of the Ti/Au/p-AlGaAs/GaAs/Au/Ni/Au Schottky diodes at room temperature for different Schottky contact diameters.

where I_s is the saturation current, q is the elementary charge, R_s is the series resistance and n is the ideality factor. K_B and T are Boltzmann constant and the absolute temperature (K), respectively. In this conduction mechanism, I_s is given by [27, 28]:

$$I_s = AA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_B}{K_B T}\right) \quad (2)$$

where A is the area of the Schottky diode, is the Richardson constant ($8.05 \text{ A cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ [16, 29, 30]) and ϕ_B is the Schottky barrier height.

ϕ_B and R_s are determined from the modified Norde function, $F(V, T)$, which assumes thermionic emission process [31, 32]. From the current-voltage equation, $F(V)$ function is defined as [28, 31, 32]:

$$F(V) = \frac{V}{2} - \frac{K_B T}{q} \ln\left(\frac{I}{AA^* T^2}\right) \\ = \phi_B + \frac{I R_s}{n} + V\left(\frac{1}{n} - \frac{1}{2}\right). \quad (3)$$

It can be shown that the barrier height ϕ_B is given by [28, 31]:

$$\phi_B = F_{\min}(V) - \left(\frac{2}{n} - 1\right) \frac{K_B T}{q} + V(F_{\min}) \left(\frac{1}{n} - \frac{1}{2}\right). \quad (4)$$

The ideality factor is calculated from the slope of the linear region of the low forward bias $\ln(I)$ versus voltage and can be written as [28, 31]:

$$n = \frac{q}{K_B T} \left(\frac{dV}{d(\ln(I))}\right). \quad (5)$$

R_s is extracted from $F_{\min}(V)$ function as [28, 31]:

$$R_s = \frac{(2-n) K_B T}{q I(F_{\min})} \quad (6)$$

where $I(F_{\min})$ is the current at $F_{\min}(V)$.

The on-resistance R_{ON} is evaluated from the slope in the linear region of the I - V characteristics as shown in figure 2(a).

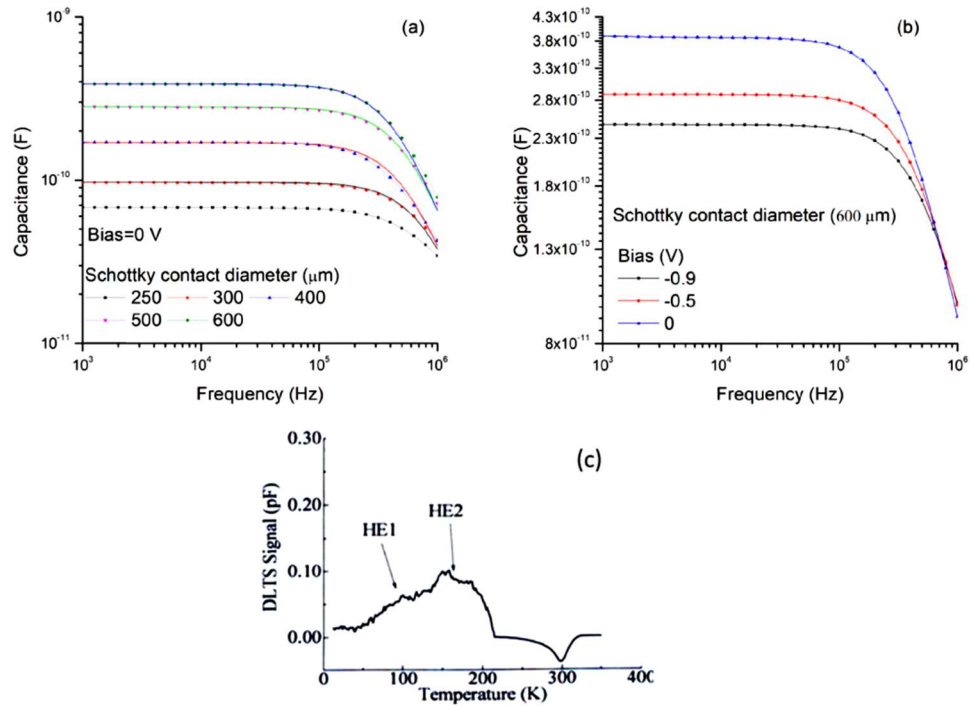


Figure 4. Frequency dependence of room temperature C - V characteristics of Ti/Au/p-AlGaAs/GaAs/Au/Ni/Au Schottky diodes (a) at 0 V and different diameters and (b) at different reverse biases and a diameter of 600 μm . (c) DLTS spectrum for deep levels in the diode with 600 μm diameter [25]. At higher reverse voltages the contribution of interface states to the capacitance remains saturated up to much higher frequencies than at low or zero reverse bias. This can be due to non-uniformity of interface states. For low reverse bias, the depletion region is small, and therefore it is very close to the interface region while at high reverse bias the depletion region is larger so that it is further away from the interface.

In general the current increases with increasing Schottky contact diameter (and hence its area) which is evident from equations (1) and (2). However, the contact resistance, which contributes to the overall on- and series resistances, decreases with increasing Schottky contact diameter, as observed in figure 2(c). Meanwhile, both the ideality factor and the barrier height decreases and increases, respectively, slightly. The rectifying ratio generally increases with increasing Schottky contact diameter (except for the smallest diameters, i.e. 250 μm and 300 μm). This may indicate that the metal-semiconductor (MS) junction quality is unaffected. The exceptional behaviour observed in the devices with the smallest diameters is due to interface states as will be explained in the next sub-section when C - V characteristics are analysed and the interface states are extracted. Based on DLTS criteria the best device is 300 μm because the smallest device (250 μm) has the lowest current but the lowest capacitance while the largest device (600 μm) has the largest capacitance but the highest leakage current. The single barrier diode figures of merit criteria suggested that the best device is the 500 μm diameter diode.

3.2. C - V characteristics and interface states

C - V characteristics of the Schottky diode are measured at room temperature for different contact diameters at low and high frequencies (1 KHz and 1 MHz) in order to extract the interface states distribution. These measurements are shown in figures 3(a) and (b) for low and high frequency, respectively. As shown in figure 3(b), the capacitance for larger diameters increases slightly with increasing reverse bias voltage at high frequency (1 MHz), then decrease in the usual way. This is maybe related to higher interface states density. In the presence of interface states, the equivalent capacitance (C) of the diode is a parallel combination of the interface states capacitance C_{it} and the space charge capacitance C_d [33, 34], given is:

$$C = C_d + \frac{C_{it}}{1 + (w\tau)^2} \quad (7)$$

where $w = 2\pi f$; f is the frequency and τ is the interface trap time constant. At low and high frequencies the

capacitance is given by [33, 34] $C_{LF} = C_d + C_{it}$ and $C_{HF} = C_d$ respectively, so that:

$$C_{it} = C_{LF} - C_{HF}. \quad (8)$$

The interface state density N_{ss} can be obtained from [33, 34]:

$$N_{ss} = \frac{C_{it}}{qA} = \frac{C_{LF} - C_{HF}}{qA} \quad (\text{eV}^{-1} \text{cm}^{-2}) \\ \times (\text{Fe}^{-1} \text{cm}^{-2}) \quad (\text{eV}^{-1} \text{e}^{-1} \text{cm}^{-2}) \quad (9)$$

where q is electronic charge, $A = \pi r^2$ is the device area and r is the radius.

The extracted interface states distribution is shown in figure 3(c).

The capacitance increases with increasing Schottky contact diameter (and hence its area) which is evident from the fact that the MS junction capacitance is directly proportional to its area as [2]:

$$C = A \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{d} \quad (10)$$

where ϵ_r is the semiconductor relative permittivity, ϵ_0 the vacuum permittivity and d is the space charge width.

The low frequency capacitance is more sensitive with Schottky contact diameter than its high frequency counterpart. This may be due the presence of interface states (shown in figure 3(c)) of which the inverse time constant is just below 1 MHz as shown by the frequency dependent capacitance in figure 4(a). At low frequency, all interface states appear to have fully responded (their ionisation is saturated), hence their contribution to the capacitance is saturated. Therefore, the only effect observed is related to the Schottky contact diameter (and hence its area). However, at higher frequencies, interface states are slower to follow the alternating signal. Therefore, the interface states presence is not felt by the measured capacitance. In this case, the Schottky contact diameter and interface states are affecting the capacitance.

This behaviour is further evidenced by DLTS measurement of deep levels as shown in figure 4(c) [25]. DLTS reveals two acceptor-like traps labelled HE1 and HE2 with activation energies of 0.021 and 0.13 eV, respectively. These energies indicate that these traps are quite shallow. Therefore, they may well correspond to interface states rather than deep levels. This argument is further strengthened by the fact their DLTS peak is quite broad.

In the following, the effect of interface states on $I-V$ characteristics will be discussed. The current increases with increasing Schottky contact diameter but it saturates for the 400 μm diameter and beyond. The current tends to be more exponential than linear for the 250 μm diameter but its behaviour becomes linear as the diameter increases. Consequently, the extracted parameters are affected by this behaviour.

4. Conclusion

We investigated the effect of the diameter of Schottky devices on their figure of merits and interfacial states.

$I-V$ and $C-V$ characteristics of different diameters Ti/Au/p-AlGaAs/GaAs/Au/Ni/Au Schottky diodes were measured at room temperature. The diode figures of merits (ideality factor η , barrier height ϕ_B , series resistance R_S and on resistance R_{ON}) were extracted from $I-V$ characteristics. Interface states were obtained from $C-V$ characteristics. It was found that as the Schottky contact diameter increases from 250 to 400 μm , the interface states density increases then saturates for diameters up to 600 μm . The interface states density and the Schottky contact diameter have competing effects on the $I-V$ and $C-V-F$ characteristics. The requirements of the suitability of Schottky diodes for DLTS measurements are large capacitance and low leakage current. However, based on this DLTS criterion, the best device is the 300 μm diameter diode because the smallest device (250 μm) has the lowest current but the lowest capacitance while the largest device (600 μm) has the largest capacitance but the highest leakage current. Further work is required to investigate the detailed effect of frequency and its relation to the Schottky contact.

Data availability statement

Data sharing is not applicable to this article as no new data were created or analysed in this article.

Funding

There is no funding in this article.

Conflict of interest

There are no conflicts of interest in this article.

Ethics statement

There are no ethic issues in this article.

ORCID iDs

Issam Lakhdari  <https://orcid.org/0000-0002-3829-8709>

Nouredine Sengouga  <https://orcid.org/0000-0002-4437-0869>

Madani Labeled  <https://orcid.org/0000-0003-2608-4452>

References

- [1] Tung R T (董梓則) 2014 The physics and chemistry of the Schottky barrier height *Appl. Phys. Rev.* **1** 11304
- [2] Sze S M and Ng K K 2006 Metal-semiconductor contacts *Physics of Semiconductor Devices* (New York: Wiley) pp 134–96
- [3] Kanmaz İ, Taşer A, Küp S, Güzeldir B and Sağlam M 2019 Analysis of thermal annealing effects of Au-Cu/n-GaAs/In and Ag-Cu/n-GaAs/In Schottky diodes with different ratios Au-Cu and Ag-Cu alloys *Mater. Today Proc.* **18** 1918–26
- [4] Kim D M, Kim D H and Lee S Y 2007 Characterization and modeling of temperature-dependent barrier heights and

- ideality factors in GaAs Schottky diodes *Solid State Electron.* **51** 865–9
- [5] Alim M A, Ali M M and Rezazadeh A A 2018 Investigation of nonlinear distortion in double heterojunction GaAs based pHEMT subject to frequency and temperature *Solid State Electron.* **146** 44–49
- [6] Soyulu M and Yakuphanoglu F 2011 Photovoltaic and interface state density properties of the Au/n-GaAs Schottky barrier solar cell *Thin Solid Films* **519** 1950–4
- [7] Dorokhin M V et al 2022 GaAs diodes for TiT2-based betavoltaic cells *Appl. Radiat. Isot.* **179** 110030
- [8] Peng J, Zou J, Tang B, Zhu Z, Chen D, Deng W and Peng X 2020 Effects of electron irradiation and thermal annealing on characteristics of semi-insulating gallium-arsenide alpha-particle detectors *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **969** 164017
- [9] Mitra J, Feng L, Peñate-Quesada L and Dawson P 2015 An alternative methodology in Schottky diode physics *J. Appl. Phys.* **117** 244501
- [10] Tung R T 2001 Recent advances in Schottky barrier concepts *Mater. Sci. Eng. R* **35** 1–138
- [11] Padovani F A 1971 Chapter 2 The voltage–current characteristic of metal–semiconductor contacts *Applications and Devices* vol 7, ed R K Willardson and A C Beer (Amsterdam: Elsevier) pp 75–146
- [12] Crowell C R 1977 The physical significance of the T0 anomalies in Schottky barriers *Solid State Electron.* **20** 171–5
- [13] Tung R T, Sullivan J P and Schrey F 1992 On the inhomogeneity of Schottky barriers *Mater. Sci. Eng. B* **14** 266–80
- [14] Schmitsdorf R F, Kampen T U and Mönch W 1997 Explanation of the linear correlation between barrier heights and ideality factors of real metal–semiconductor contacts by laterally nonuniform Schottky barriers *J. Vac. Sci. Technol. B* **15** 1221–6
- [15] Zhu S, Detavernier C, Van Meirhaeghe R L, Cardon F, Ru G-P, Qu X-P and Li B-Z 2000 Electrical characteristics of CoSi₂/n-Si(100) Schottky barrier contacts formed by solid state reaction *Solid State Electron.* **44** 1807–18
- [16] Güçlü Ç Ş, Özdemir A F and Altındal Ş 2016 Double exponential I–V characteristics and double Gaussian distribution of barrier heights in (Au/Ti)/Al₂O₃/n-GaAs (MIS)-type Schottky barrier diodes in wide temperature range *Appl. Phys. A* **122** 1032
- [17] Turut A, Karabulut A and Efeoğlu H 2021 Effect of the Al₂O₃ interfacial layer thickness on the measurement temperature-induced I–V characteristics in Au/Ti/Al₂O₃/n-GaAs structures *J. Mater. Sci. Mater. Electron.* **32** 22680–8
- [18] Altuntaş H, Altındal Ş, Özçelik S and Shtrikman H 2009 Electrical characteristics of Au/n-GaAs Schottky barrier diodes with and without SiO₂ insulator layer at room temperature *Vacuum* **83** 1060–5
- [19] Demirezen S, Özavcı E and Altındal Ş 2014 The effect of frequency and temperature on capacitance/conductance–voltage (C/G–V) characteristics of Au/n-GaAs Schottky barrier diodes (SBDs) *Mater. Sci. Semicond. Process.* **23** 1–6
- [20] Kacha A H, Anani M, Akkal B, Benamara Z, Monier G, Mehdi H, Varenne C, Ndiaye A and Robert-Goumet C 2021 Effect of metallic contacts diffusion on Au/GaAs and Au/GaN/GaAs SBDs electrical quality during their fabrication process *J. Alloys Compd.* **876** 159596
- [21] Özdemir A F, Göksu T, Yıldırım N and Turut A 2021 Effects of measurement temperature and metal thickness on Schottky diode characteristics *Phys. B Condens. Matter* **616** 413125
- [22] Al-Ahmadi N A 2020 Schottky barrier inhomogeneities at the interface of different epitaxial layer thicknesses of n-GaAs/Ti/Au/Si: Al_{0.33}Ga_{0.67}As *Heliyon* **6** e04852
- [23] Kraya R A and Kraya L Y 2012 The role of contact size on the formation of Schottky barriers and ohmic contacts at nanoscale metal–semiconductor interfaces *J. Appl. Phys.* **111** 064302
- [24] Wang Y et al 2010 Ultra-low leakage and high breakdown Schottky diodes fabricated on free-standing GaN substrate *Semicond. Sci. Technol.* **26** 22002
- [25] Hussain R 2011 *DLTS Characterisation of Defects in III–V Compound Semiconductors Grown by MBE* (Nottingham: University of Nottingham)
- [26] Filali W, Amrani R, Garoudja E, Oussalah S, Lekoui F, Oukerimi Z, Sengouga N and Henini M 2021 Optimal identification of Be-doped Al_{0.29}Ga_{0.71}As Schottky diode parameters using Dragonfly Algorithm: a thermal effect study *Superlattices Microstruct.* **160** 107085
- [27] Labed M, Sengouga N, Labed M, Meftah A, Kyoung S, Kim H and Rim Y S 2020 Modeling a Ni/β-Ga₂O₃ Schottky barrier diode deposited by confined magnetic field-based sputtering *J. Appl. Phys.* **54** 115102
- [28] Labed M, Sengouga N, Labed M, Meftah A, Kyoung S, Kim H and Rim Y S 2021 Modeling and analyzing temperature-dependent parameters of Ni/β-Ga₂O₃ Schottky barrier diode deposited by confined magnetic field-based sputtering *Semicond. Sci. Technol.* **36** 35020
- [29] Filali W, Sengouga N, Oussalah S, Mari R H, Jameel D, Al Saqri N A, Aziz M, Taylor D and Henini M 2017 Characterisation of temperature dependent parameters of multi-quantum well (MQW) Ti/Au/n-AlGaAs/n-GaAs/n-AlGaAs Schottky diodes *Superlattices Microstruct.* **111** 1010–21
- [30] Missous M and Rhoderick E H 1991 On the Richardson constant for aluminum/gallium arsenide Schottky diodes *J. Appl. Phys.* **69** 7142–5
- [31] Sato K and Yasumura Y 1985 Study of forward I–V plot for Schottky diodes with high series resistance *J. Appl. Phys.* **58** 3655–7
- [32] Norde H 1979 A modified forward I–V plot for Schottky diodes with high series resistance *J. Appl. Phys.* **50** 5052–3
- [33] Schroder D K 2005 Oxide and interface trapped charges, oxide thickness *Semiconductor Material and Device Characterization* (New York: Wiley) pp 319–87
- [34] Nicollian E H and Goetzberger A 1967 The si-sio, interface—electrical properties as determined by the metal-insulator-silicon conductance technique *Bell Syst. Tech. J.* **46** 1033–55