الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de L'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Ferhat ABBAS Sétif 1

UNIVERSITÉ FERHAT ABBAS - SETIF1

FACULTÉ DE TECHNOLOGIE

THÈSE

Présentée au Département d'Electronique

Pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT

Domaine : Sciences et Technologie

Filière: Electronique **Option: Caractérisation en Electronique**

Par

SOLTANI Samira

THÈME

Comparaison des modèles de la barrière inhomogène dans les contacts métal-semiconducteur

Soutenue le …/../… devant le jury :

ZEGADI Ameur	Professeur	Univ. Ferhat Abbas-Sétif 1	Président
FERHAT HAMIDA Abdelhak	Professeur	Univ. Ferhat Abbas-Sétif 1	Directeur de thèse
BOUKEZZOULA Naceur-Eddine	Professeur	Univ. Ferhat Abbas-Sétif 1	Examinateur
AMARDJIA Nourredine	Professeur	Univ. Ferhat Abbas-Sétif 1	Examinateur
BOUTTOUT Farid	Professeur	Univ. M. El Bachir El Ibrahimi BBA	Examinateur

Remerciements

Tout d'abord je remercie ALLAH, le clément de m'avoir donné la foi et le courage de terminer ce travail.

J'adresse mes profonds remerciements à mon directeur de thèse, Professeur Abdelhak FERHAT HAMIDA, pour m'avoir confié ce travail et assuré l'encadrement de cette thèse, et je suis très reconnaissante pour la confiance qu'il m'a accordée, pour son excellent encadrement académique et scientifique et ses conseils qui m'ont fourni une grande motivation afin d'accomplir ce travail. Il a été vraiment le formateur dont j'avais besoin.

Je tiens à remercier le Professeur Ameur ZEGADI pour avoir accepté de présider le jury de ma thèse.

Je remercie également Professeur Nourredine AMARDJIA, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de ma soutenance.

Je remercie également Professeur Naceur-Eddine BOUKEZZOULA, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de ma soutenance.

Mes remerciements vont également à Professeur Farid BOUTTOUT, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour avoir accepté d'examiner mon travail en participant au jury de ma thèse.

Je tiens à remercier infiniment mes très chers parents qui ont toujours été là pour moi, leur présence, leur confiance en moi et leur soutien constant en m'assurant des bases solides. A mes sœurs et mes frères, qui m'ont soutenue moralement. Je remercie aussi mon fiancé, qui a été la force qui m'a soutenu et m'a motivé, depuis notre première rencontre, il n'a jamais cessé de trouver des solutions à mes soucis.

Finalement, si un jour je réussirai, c'est parce que ma famille a toujours été à mes côtés, qu'Allah la protège.

Table des matières

LISTE DES FIGURES IV

LISTE DES TABLEAUX VII

LISTE DES ACRONYMES VIII

RESUME I

ABSTRACT II

الملخص III

INTRODUCTION GENERALE 1

BIBLIOGRAPHIES 4

CHAPITRE 1 : CONTACT METAL-SEMICONDUCTEUR 5

1.1 INTRODUCTION ..... ERREUR ! SIGNET NON DEFINI.

1.2 THEORIE DU CONTACT METAL/SEMICONDUCTEUR HOMOGENE 6

1.2.1 MODELES DE LA BARRIERE SCHOTTKY 6

1.2.2 BARRIERE DE POTENTIEL 8

1.2.3 MECANISMES DE TRANSPORT DU COURANT 9

1.3 LES ANOMALIES DU MODELE HOMOGENE DU CONTACT SCHOTTKY 12

1.4 CONCLUSION 14

BIBLIOGRAPHIE 15

CHAPITRE 2 : MODELE DE LA BARRIERE INHOMOGENE WERNER 17

2.1 INTRODUCTION 18

2.2 MODELE WERNER 20

2.2.1. DISTRIBUTION DE LA BARRIERE 21

2.2.2. BARRIERES DEPENDANT DE LA TEMPERATURE 21

2.2.3. DEPENDANCE DE TENSION ET LE FACTURE IDEALITE 22

2.2.4. L'EFFET DE $T0$ 24

2.3 RESULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSION UTILISANT LE MODELE WERNER 25

2.3.1 DESCRIPTION DE LA STRUCTURE 25

2.3.2 CARACTERISTIQUES COURANT-TENSION 25

2.3.3 ANALYSE DES INHOMOGENEITES 27

2.4 CONCLUSION 30

BIBLIOGRAPHIE 31

CHAPITRE 3 : MODELE DE LA BARRIERE INHOMOGENE TUNG 34

3.1 INTRODUCTION 35

3.2 DISTRIBUTION DU POTENTIELLE DANS L'INTERFACE 36

3.2.1 L'APPROCHE DIPOLAIRE 36

3.2.2 APPROXIMATION POINT-DIPOLE 37

3.3 TRANSPORT D'ELECTRONS 38

3.3.1 UNE REGION ISOLEE 38

3.3.2 NOMBREUSES REGIONS 39

3.4 RESULTATS DE SIMULATION ET DISCUSSION UTILISANT LE MODELE TUNG 42

3.4.1 INFLUENCE DES CARACTERISTIQUES DU PATCH DE DISTRIBUTION DE POTENTIEL SUR LA DISTRIBUTION R 43

3.4.2 LA DEPENDANCE DE LA DISTRIBUTION POTENTIELLE DE LA DIFFERENCE HBS .. 44

3.4.3 LA DEPENDANCE DE LA DISTRIBUTION POTENTIELLE DE LA TEMPERATURE 45

3.4.4 LA DEPENDANCE DE LA DISTRIBUTION DE POTENTIEL SUR DOPAGE DU SUBSTRAT 45

3.4.5 LA DEPENDANCE DE LA DISTRIBUTION POTENTIELLE SUR BIAIS 47

3.4.6 LES DIFFERENTS PATCHS 48

3.5 CONCLUSION 49

BIBLIOGRAPHIE 50

CHAPITRE 4 : LES APPLICATIONS SUR LES STRUCTURES NIV/SI 53

4.1 INTRODUCTION 54

4.2 DETAILS EXPERIMENTAUX 55

4.3 ANALYSE THERMOÏONIQUE RESULTATS ET DISCUSSION 55

4.3.1 ANALYSE DE BARRIERE HOMOGENE 55

4.4 ANALYSE WERNER RESULTATS ET DISCUSSION 59

4.4.1 ANALYSE DE BARRIERE INHOMOGENE 59

4.4.2 RICHARDSON ET RICHARDSON MODIFIES 62

4.4.3 EFFET T0 64

4.5 ANALYSE TUNG RESULTAT ET DISCUSSION 66

4.5.1 ANALYSE DE BARRIERE INHOMOGENE 66

4.5.2 PARAMETRE DEPENDENT DE LA TEMPERATURE 67

4.5.3 L'INTERPRETATION 71

4.5.4 RICHARDSON ET RICHARDSON MODIFIES 73

4.6 COMPARAISON DES MODELES WERNER ET TUNG 74

4.7 CONCLUSION 75

BIBLIOGRAPHIE 76

CONCLUSION GENERALE 79

Liste des figures

Figure 1.1 : Schémas des diagrammes de bandes pour $\phi M > \phi SC$, (a) avant et (b) après réunion des deux matériaux [7] 7

Figure 1.2 : Diagramme énergétique du contact métal / semi-conducteur en présence d'états de surfaces et l'épaisseur de l'interface δ est de l'ordre atomique [7]. 8

Figure 1.3: Mécanismes de transport des courants existants dans le contact Schottky (1) émission thermoïonique, (2) effet tunnel, (3) recombinaison, (4) diffusion des électrons, (5) diffusion des trous) [7]. 9

Figure 1.4: Schéma électrique équivalent dans le contact Schottky homogène.. 14

Figure 2.1 : Diagramme des bandes d'énergie d'une diode Schottky en tout point du contact[1]..... 19

Figure 2.2 : Schéma électrique équivalent dans le contact Schottky inhomogène. 19

Figure 2.3 : Diagramme d'énergie d'un contact Schottky inhomogène [1]. 20

Figure 2.4 : La barrière ϕbj et le facteur d'idéalité n dépendent de la température T[1] 22

Figure 2.5 : Schéma de la structure de la diodes Schottky Ni / 4H-SiC type n... 26

Figure 2.6 : Caractéristiques I-V-T du Ni / 4H-SiC à des températures 175 à 325K. 26

Figure 2.7: Le facteur d'idéalité et la hauteur de barrière de la diode Ni /4H-SiC Schottky en fonction de la température. 27

Figure 2.8: Diagramme de Schmistsdorfs montrant la hauteur de la barrière par rapport au facteur d'idéalité à différentes températures. 28

Figure 2.9: Représente la hauteur apparente de la barrière ϕap par rapport à $q/2kT$ 28

Figure 2.10: La courbe $(nap - 1 - 1)$ en fonction de $q/2kT$ de la diode Schottky Ni / 4H-SiC selon la distribution gaussienne..... 29

Figure 2.11: Richardson modifié pour la diode Schottky Ni / 4H-SiC..... 29

Figure 2.12: (nkT/q) par rapport à (kT/q) indiquant la validité de l'effet $T0$.. 30

Figure 3.1 : Géométries patch circulaire [8] 37

Figure 3.2 : Caractéristiques courant-tension calculées à partir (3.14)d'une diode de Si de type n. 40

Figure 3.3 : Traces I-V calculées avec (3.14) d'une diode Si de type n qui contient un grand nombre de patchs un γ unique. 41
Figure 3.4 : Traces I-V, calculées avec (3.15) d'une diode Si type n..... 42
Figure 3.5 : Potentiel de la bande de conduction minimum à différentes tailles de patch, à partir de la taille $R0$=0.01 μm et $R0$=0.09 μm de la diode Ni/ 4H-SiC Schottky..... 43
Figure 3.6 : Potentiel de la bande de conduction minimum à la différence SBH, de $\Delta = 0.00V$ et $\Delta = 0.50V$ 44
Figure 3.7 : Potentiel de la bande de conduction minimum à différentes températures dans la plage 50 à 350K. 45
Figure 3.8: Potentiel du minimum de bande de conduction à différents dopages du substrat $Nd = 1.1015cm - 3$ à $Nd = 1.1017cm - 3$ 46
Figure 3.9 : Potentiel du minimum de bande de conduction à différentes polarisations appliquées, devant un bas-HBS $Va = -0.5\,V$ et haut-SBH $Va = 0.5\,V$. 47
Figure 3.10 : Distribution de potentiel dans la barrière Schottky Ni / 4H-SiC, 3 patchs différents de taille, température, dopage, biais différents, mais tous caractérisés par la même valeur de Γ = 0,10. 49
Figure 4.1 : Les tracés expérimentaux et ajustés (I – V) à différentes températures. Les lignes en pointillés représentent l'ajustement linéaire de la méthode standard et les lignes pleines représentent l'ajustement en utilisant la VOM. 56
Figure 4.2 :Le facteur d'idéalité et la hauteur de barrière de la diode NiV / Si Schottky en fonction de la température. 58
Figure 4.3 : Dépendance à la température de la résistance série pour la diode NiV / Si Schottky 59
Figure 4.4 : La relation entre la hauteur de la barrière et le facteur d'idéalité. 60
Figure 4.5 : La hauteur apparente de la barrière ϕap par rapport à $q/2kT$ .. 61
Figure 4.6 : La courbe $(nap - 1 - 1)$ en fonction de $q/2kT$ de la diode Schottky NiV / Si selon la distribution gaussienne. 62
Figure 4.7 : Richardson conventionnel pour la diode Schottky NiV / Si. 63
Figure 4.8 : Richardson modifié pour la diode NiV / Si Schottky. 64
Figure 4.9 : nT en fonction de T pour la diode NiV / Si Schottky indiquant la dépendance à la température du facteur d'idéalité..... 65
Figure 4.10 : La hauteur apparente de la barrière ϕap par rapport à $q/2kT$ .67

Figure 4.11: Les tracés expérimentaux et ajustés (I – V) à différentes températures. Les lignes en pointillés représentent modèle Tung sans résistance série et les lignes pleines représentent modèle Tung avec résistance série. 68

Figure 4.12 : Densité des patchs dépendent de la température pour la diode Schottky NiV/Si. Les lignes en pointillés représentent fit linéaire et cercle représentent $C1$ calculé. 69

Figure 4.13 : La hauteur de la barrière dépend de la température des diodes Schottky NiV/Si. Les lignes en pointillés représentent fit linéaire et cercle représentent $\phi B0$ calculé. 70

Figure 4.14: L'écart type dépendent de la température des diodes Schottky NiV/Si. Les lignes en pointillés représentent fit linéaire et cercle représentent σ calculé. 71

Figure 4.15: Les facteurs d'idéalités qui dépendant de la température de la diode NiV / Si Schottky sont affichés, et nous notons que (n-calcule) est exactement le même que (n-TED). 72

Figure 4.16 : Effet de T0 des diodes Schottky NiV/Si. 73

Figure 4.17: Constante de Richardson modifiée pour la diode Schottky NiV / Si. 74

Liste des tableaux

Tableau 2.1: les paramètres extraits coefficients de tension $\rho 2$ et $\rho 3$ obtenus dans (23), pour différents contacts des diodes Schottky..... 23

Tableau 3.1: Transport d'électrons à la hauteur de la barrière Schottky (HBS)[8]. 37

Tableau 3.2 : Paramètres pour le transport d'électrons à large distribution [8]. 41

Tableau 3.3 : Paramètres de simulation de la distribution potentielle pour différents patches 48

Liste des Acronymes

AG	Algorithmes Génétiques
C-f	Capacitance-fréquence
GaAs	Arséniure de Gallium
HB	Hauteur de la Barrière
HBS	Hauteur de la Barrière Schottky
InP	Phosphure d'Indium
MS	Métal-Semiconducteur
Ni	Nickel
Si	Silicium
SiC	Carbure de Silicium
T	Température
TE	Emission Thermoïnique
VOM	Méthode Optimisation Verticale
ZCE	Zone de Charge d'Espace

Résumé

La barrière de potentiel qui s'établit à l'interface métal-semiconducteur a longtemps été supposée homogène, c'est-à-dire constante sur toute la zone de charge d'espace. Cependant, des anomalies, sans aucune explication physique, ont été observées. Ces anomalies ont été attribuées à des inhomogénéités à l'interface Schottky. Plusieurs modèles ont été proposés pour décrire ces inhomogénéités mais deux seulement ont réussi à expliquer la majorité des anomalies, à savoir, les modèles de Werner et Tung. L'objectif de cette thèse est d'étudier la théorie de la barrière Schottky en tenant compte des fluctuations spatiales de la barrière de potentiel qui s'établit à l'interface du contact Schottky. Une étude comparative entre les deux modèles de Werner et Tung est ainsi présentée. Dans ce contexte, les résultats expérimentaux sur la caractérisation d'une diode Schottky de type Nickel-Vanadium sur du silicium de type n (NiV/n-Si) dans la plage des températures 75 à 300 K sont présentés. Au fait, L'analyse des mesures expérimentales courant-tension (I-V) en se basant sur la théorie de l'émission thermoïnique (TE) a été faite. La méthode d'optimisation verticale (VOM) a été utilisée pour extraire les valeurs de certains paramètres, à savoir, le facteur d'idéalité, la hauteur de la barrière et la résistance série. Ces valeurs trouvées révèlent une forte dépendance sur la température en raison des anomalies à l'interface Schottky. Par conséquent, afin d'analyser cette dépendance sur la température, le modèle de Werner, se montrant le plus approprié, sous hypothèse d'une distribution Gaussienne de la hauteur de la barrière a été utilisé. Par contre, l'utilisation du modèle de Tung a révélé que T_0 présente aussi une dépendance sur la température. Sur ce point, les valeurs de T_0 obtenues à partir des modèles de TE et de Werner représentent, respectivement, les cas limites et intermédiaires de celles obtenues en utilisant le modèle de Tung. Cela montre, d'une part, la cohérence entre les différents modèles qui se complètent, et d'autre part, l'accord entre les résultats théoriques et expérimentaux.

Mots clés : Contact Métal-Semiconducteur, Barrière Inhomogène, Modèle de Tung, Modèle de Werner.

Abstract

The potential barrier that is established at the metal-semiconductor interface has long been assumed to be homogeneous, i.e. constant over the entire space charge zone. However, anomalies, without any physical explanation, have been observed. These anomalies were attributed to inhomogeneities at the Schottky interface. Several models have been proposed to describe these inhomogeneities but only two have succeeded in explaining the majority of the anomalies, namely, the Werner and Tung models. The objective of this thesis is to study the theory of the Schottky barrier by taking into account the spatial fluctuations of the potential barrier which is established at the interface of the Schottky contact. A comparative study between the two models of Werner and Tung is thus presented. In this context, experimental results on the characterization of a Nickel-Vanadium type Schottky diode on n-type silicon (NiV/n-Si) in the temperature range 75 to 300 K are presented. Indeed, analysis of the experimental current-voltage (I-V) measured curves based on the theory of thermionic emission (TE) has been carried out. The vertical optimization method (VOM) was used to extract the values of certain parameters, namely, ideality factor, barrier height and series resistance. Their values revealed a strong temperature dependence due to anomalies at the Schottky interface. Therefore, in order to analyze this dependence, the Werner model, proving to be the most appropriate, under the assumption of a Gaussian distribution of the height of the barrier was used. On the other hand, the use of Tung model revealed that T_0 also has a temperature dependence. On this point, the values of T_0 obtained from the TE and Werner models represent, respectively, the limiting and intermediate cases of those obtained using Tung model. This indicates that, on the one hand, the coherence between the different models which complement each other, and on the other hand, the agreement between the theoretical and experimental results.

Keywords: Metal-Semiconductor Contact, Inhomogeneous Barrier, Tung Model, Werner Model.

الملخص

يُفترض منذ فترة طويلة أن الحاجز المحتمل الذي تم إنشاؤه في واجهة أشباه الموصلات المعدنية متجانس، أي ثابت على منطقة الشحن الفضائية بأكملها. ومع ذلك، فقد لوحظت حالات شذوذ، دون أي تفسير فيزيائي. تُعزى هذه الحالات الشاذة إلى عدم التجانس في واجهة Schottky. تم اقتراح العديد من النماذج لوصف عدم التجانس هذا ولكن اثنين فقط نجحا في شرح غالبية الحالات الشاذة، وهي نماذج Werner وTung. الهدف من هذه الأطروحة هو دراسة نظرية حاجز Schottky مع الأخذ في الاعتبار التقلبات المكانية للحاجز المحتمل الذي تم إنشاؤه في واجهة اتصال Schottky. وبذلك يتم عرض دراسة مقارنة بين نموذجي Werner وTung.

في هذا السياق، يتم تقديم نتائج تجريبية حول توصيف الصمام الثنائيSchottky (Nickel-Vanadium NiV) على السيليكون من النوع (NiV/n-Si) في نطاق درجة الحرارة 75 إلى 300 K. في الواقع، تم إجراء تحليل منحنيات الجهد الحالي التجريبية المقاسة (I-V) بناءً على نظرية الانبعاث الحراري (TE). تم استخدام طريقة الاستمثال العمودي (VOM) لاستخراج قيم المعلمات معينة، وهي عامل المثالية وارتفاع الحاجز ومقاومة التسلسلية. كشفت قيمهم عن اعتماد قوي على درجة الحرارة بسبب الحالات الشاذة في واجهة Schottky. لذلك، من أجل تحليل هذا الاعتماد، تم استخدام نموذج Werner، الذي يثبت أنه الأنسب، في ظل افتراض التوزيع الغاوسي لارتفاع الحاجز. من ناحية أخرى، أظهر استخدام نموذج Tung أن T_0 له أيضًا اعتماد على درجة الحرارة. في هذه النقطة، تمثل قيم T_0التي تم الحصول عليها من نماذج TE وWerner، على التوالي، الحالات المحددة والمتوسطة لتلك التي تم الحصول عليها باستخدام نموذج Tung. وهذا يدل من جهة على الترابط بين النماذج المختلفة التي يكمل بعضها البعض، ومن جهة أخرى، التوافق بين النتائج النظرية والتجريبية.

الكلمات الرئيسية: تلامس أشباه الموصلات المعدنية، حاجز غير متجانس، نموذج Tung، نموذج Werner.

Introduction Générale

Introduction Générale

Les diodes Schottky sont largement utilisées dans les applications de l'électronique de puissance, et aussi dans les applications d'hyperfréquence (HF) en permettant la détection de faibles signaux noyés dans le bruit. Les progrès remarqués dans le développement des composants et dispositifs à base de semiconducteurs sont le résultat de compréhension de la physique et de ses divers aspects : les propriétés physiques, la technologie de fabrication, la structure et la caractérisation.

Il est bien connu qu'en mettant un semiconducteur au contact d'un métal, il s'établit à l'interface une barrière de potentiel. Selon la nature des matériaux utilisés, le composant obtenu peut être un contact ohmique ou un redresseur. La barrière de potentiel qui s'établit à l'interface métal-semiconducteur (MS) a longtemps été supposée homogène, i.e. constante sur toute la barrière [1]. Le courant dans la diode Schottky opérant dans des conditions normales est décrit par le courant d'émission thermoïonique [1], bien que d'autres types de courants existent tels que le courant de diffusion et le courant tunnel. Cependant, plusieurs découvertes expérimentales montrant des anomalies sans aucune explication physique ont été rapportées dans la littérature. Ces anomalies comprennent :

- Le facteur d'idéalité, dépendant de la température et de la tension ;
- La barrière de potentiel variant en fonction de la température T et de la tension V, et ne suivant pas un modèle théorique quelconque ;
- La barrière de potentiel indépendante du type du métal ;
- La barrière de potentiel de valeurs différentes selon le type de mesure : I-V, C-V et de la courbe de Richardson ;
- La constante de Richardson extraite à partir de la courbe de Richardson diffère de très loin de la valeur théorique ;
- L'effet de T_0.

Plusieurs tentatives dans la littérature ont été rapportées afin d'expliquer ces anomalies, mais seules attribuées à des inhomogénéités d'interface [2] sont acceptées de nos jours. Par exemple, l'inhomogénéité de la hauteur de la barrière est due à une épaisseur de métal non uniforme, à la composition de la couche d'interface, aux joints de grains, etc… [3]. D'autres sources

d'inhomogénéités interfaciales peuvent inclure la réaction entre le métal et le semiconducteur, les défauts de fabrication, les restes de traitement (saleté, contamination), l'oxyde natif, les profils de dopage inégaux et les défauts cristallins [4-8]. Si plusieurs modèles ont été proposés dans la littérature pour décrire ces inhomogénéités, seuls deux d'entre eux, à savoir les modèles de Werner [4] et de Tung [5,9], ont pu expliquer la majorité des anomalies. Ceci nous a motivé à étudier cette barrière créée à l'interface du contact Schottky en prenant en compte ces fluctuations spatiales de la hauteur de la barrière de potentiel.

Le thème principal de cette thèse réside dans la comparaison des modèles de la barrière inhomogène dans les contacts métal-semiconducteur. Il s'agit d'appliquer les modèles de Werner et Tung à des courbes expérimentales de diodes Schottky à base de silicium et dont le métal est le NiV, et d'en comparer les résultats.
Le manuscrit se compose de quatre chapitres, une conclusion générale et des perspectives.

Le premier chapitre donne un aperçu de l'état de l'art du contact métal-semiconducteur ; nous présentons les modèles "Mott-Schottky", "Bardeen" et le modèle unifié de "Cowley et Sze" qui déterminent l'existence de la hauteur de la barrière à l'interface du contact Schottky. Ces modèles sont combinés dans un modèle homogène, où une barrière de potentiel existe, ensuite, on traite les différents mécanismes de transport du courant, et en conclusion de ce chapitre nous mentionnons les anomalies du modèle à barrière homogène.

Dans le deuxième chapitre nous présentons le modèle de Werner qui propose la distribution Gaussienne de la barrière pour résoudre les problèmes à l'interface avec quelques anomalies qui y sont observées, on discutera le problème de température T_0 dans les contacts Schottky.

Le troisième chapitre est consacré au modèle de Tung. Il permet d'obtenir une description analytique précise du potentiel et du flux de courant pour une distribution arbitraire de la hauteur de barrière Schottky. La présence d'inhomogénéités dans la hauteur de la barrière Schottky conduit à une explication cohérente de nombreuses anomalies dans les résultats expérimentaux. Ces résultats indiquent que le mécanisme responsable de la formation de la barrière Schottky dépend des caractéristiques locales de l'interface entre le métal et le semiconducteur.

Le quatrième et dernier chapitre est consacré entièrement à la comparaison entre les modèles Werner et Tung dans les contacts métal-semiconducteur à base du NiV-Si. Nous présenterons après les principales méthodes de caractérisation électriques des diodes Schottky. Nous étudierons particulièrement les caractéristiques Courant-Tension (I-V) qui permettent de déterminer la hauteur de la barrière de potentiel (ϕ_B) de la diode et son facteur d'idéalité (n), ici nous utilisons la méthode VOM et cela se fait à l'aide du modèle de Werner. En utilisant le modèle de Tung, nous étudierons l'inhomogénéité liée à la température à l'interface de la diode Schottky NiV/Si. Il comprend une distribution gaussienne des hauteurs de barrière, dans laquelle nous constatons que tous les paramètres du modèle dépendent de la température mise à part la hauteur de la barrière Schottky.

Bibliographies

[1] H. A. Bethe, “Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers” MIT Radiat. Lab. Rep. 43-12 (1942).

[2] C. Canali, F. Catellani, S. Mantovani, and M. Prudenziati, “Thin Pt and Pd silicide Schottky barriers for silicon solar cells”, J. Phys. D: Appl. Phys. 10, 2481 (1977).

[3] R. Singh, P. Sharma, M.A. Khan, V. Garg, V. Awasth, A. Keanti and S.J. Mukherjee, Investigation of barrier inhomogeneities and interface state density in Au/MgZnO: Ga Schottky contact, Phys. D: Appl. Phys. 49, 445303 (2016).

[4] J.H. Werner, and H.H. “Gttler, Barrier inhomogeneities at Schottky contacts”, J. Appl. Phys. 69, 1522 (1991).

[5] R.T. Tung, “Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory”, Phys. Rev. B 45, 13509 (1992).

[6] P.M. Gammon, A. Perez-Toms, V. A. Shah, O. Vavasour, E. Donchev, J. S. Pang, M. Myronov, C. A. Fisher, M. R. Jennings, D. R. Leadley, and P. A. Mawby1, “Modelling the inhomogeneous SiC Schottky interface”, J. Appl. Phys. 114, 223704 (2013).

[7] Y.P. Song, RL. Van. Meirhaeghe, W.H Laflere, and F. Cardo, Solid-State Electron. 29, 633-638, (1986).

[8] M.E. Aydın, N. Yıldırım, and A. Türüt , “Temperature-dependent behavior of Ni/4H-nSiCNi/4H-nSiC Schottky contacts”, J. Appl. Phys. 102, 043701 (2007).

[9] R. T. Tung, “Recent Advances in Schottky Barrier Concepts,” Materials Science and Engineering: R, 35, No. 1-3, pp. 1-138, (2001).

Chapitre 1 :

Contact Métal-Semiconducteur

Contact Métal-Semiconducteur

1.1 Introduction

Un aperçu est présenté sur l'état de l'art du contact métal-semiconducteur. Les modèles "Mott-Schottky", "Bardeen" et le modèle unifié de "Cowley et Sze" établissant l'existence de la hauteur de la barrière à l'interface du contact Schottky sont analysés. Nous donnons un rappel théorique sur les mécanismes de transport du courant, la recombinaison dans la zone de charge d'espace, l'injection des minoritaires, et en conclusion à ce chapitre, nous exposons les anomalies du modèle à barrière homogène.

1.2 Théorie du contact métal/semiconducteur homogène

1.2.1 MODELES DE LA BARRIERE SCHOTTKY

De nombreux modèles ont été proposés au fil des années, nous n'entrerons pas dans une discussion de tous les modèles, mais nous allons étudier les principaux, les plus importants, qui indiquent la présence de la barrière à l'interface de la diode Schottky.

1.2.1.1 Modèle de Mott-Schottky [1,2]

En 1939, Mott-Schottky a proposé le premier modèle de formation d'une barrière à l'interface de la diode, qui considérait les métaux et les semiconducteurs comme indépendants les uns des autres. La théorie Mott-Schottky définit la barrière énergétique ϕ_b , appelée barrière Schottky, entre un métal ϕ_M et un semiconducteur χ_S, en l'absence d'interactions avec le monde extérieur, elle s'exprime par :

$$q\phi_b = q(\phi_M - \chi_S) \tag{1.1}$$

1.2.1.2 Modèle de Bardeen [3]

Le concept du modèle de Bardeen [3] consiste à prendre en compte l'existence de couches interfaciales très fines sous forme d'une couche d'oxyde qui peut se déposer entre le métal et le semiconducteur [5]. Fig (1.1) représente le

diagramme d'énergie de l'interface de la diode avant et après le contact tel que ($q\phi_M > q\phi_S$).

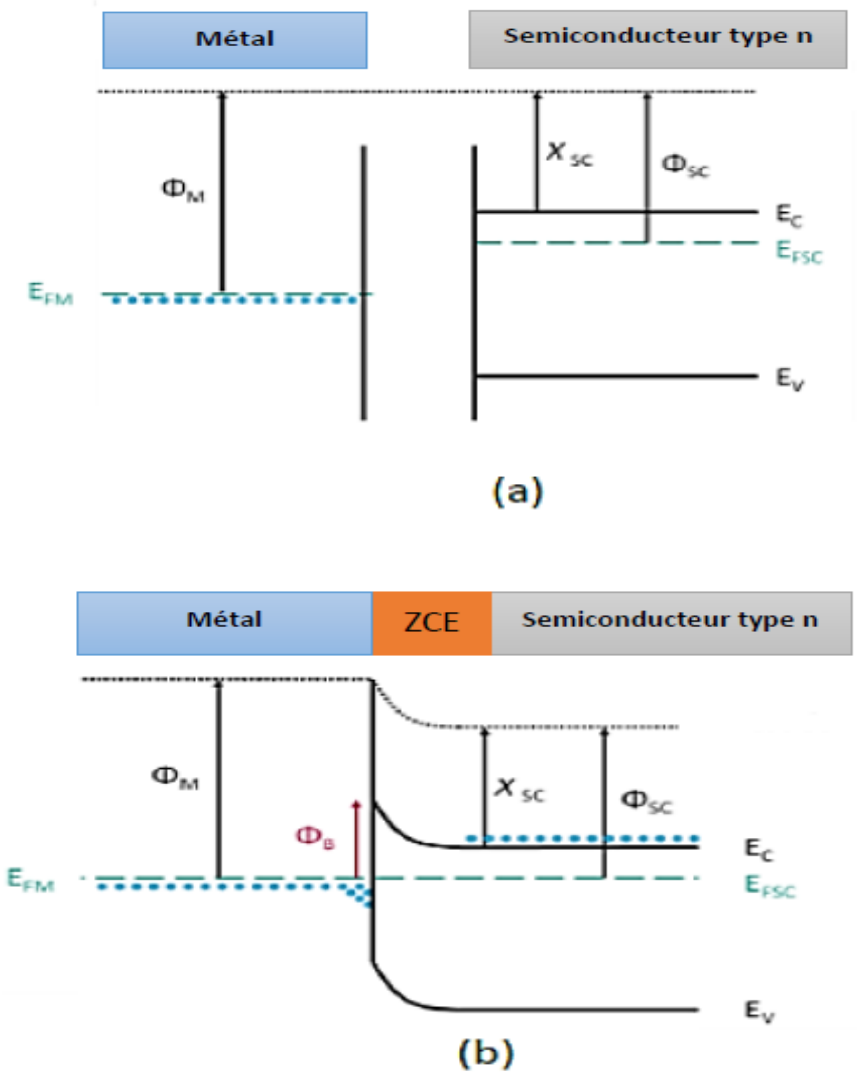

Figure 1.1 : Schémas des diagrammes de bandes pour $\boldsymbol{\phi_M}$>$\boldsymbol{\phi_{SC}}$, (a) avant et (b) après juxtaposition des deux matériaux [6]

$$q\phi_b = E_g - q\phi_0 \tag{1.2}$$

1.2.1.3 Modèle de Cowley et Sze [4]

Les deux premiers modèles sont des cas limites du modèle plus général de Cowley et Sze [4]. Cependant, le cas intermédiaire le plus courant est celui où la barrière est contrôlée par l'état de surface et l'effort d'enlèvement de matière. Ce

modèle suppose que le semiconducteur et le métal sont séparés par une couche isolante. Il a montré le processus de transfert de charge via l'interface, voir le diagramme de bande de la Fig (1.1)

$$\phi_b = S(\phi_M - x) + (1 - S)\,(\frac{E_g}{q} - \phi_0) \tag{1.3}$$

avec S étant la permittivité, ε_i la constante diélectrique et δ l'épaisseur :

$$S = \frac{\partial \phi_b}{\partial \phi_M} = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_i + q^2 \delta D_{it}} \tag{1.4}$$

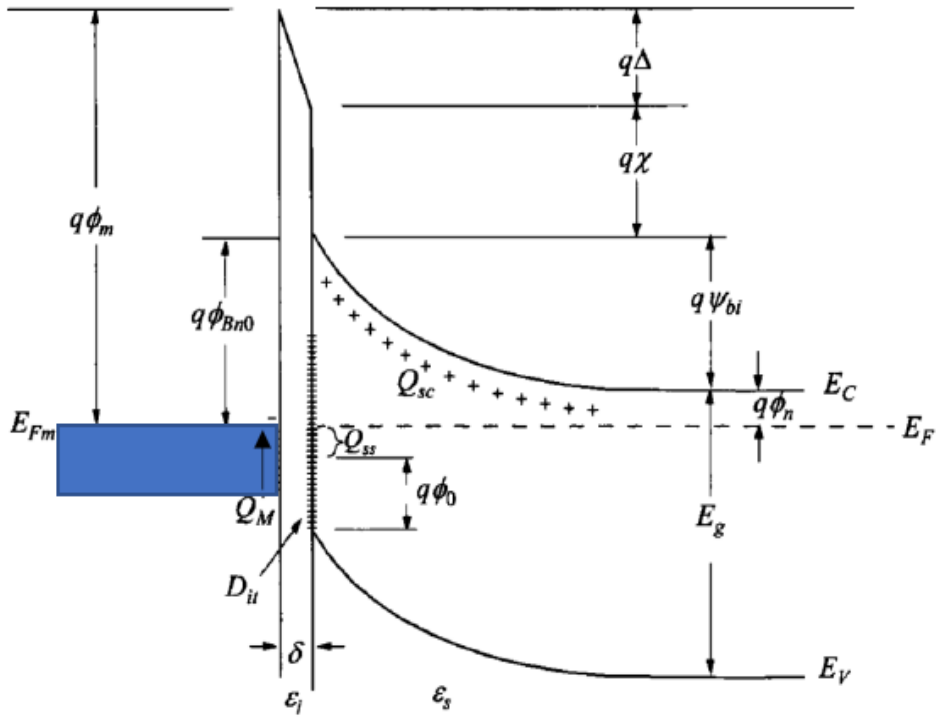

Figure 1.2 : Diagramme énergétique du contact métal/semiconducteur en présence d'états de surface et l'épaisseur de l'interface δ [6].

1.2.2 HAUTEUR DE LA BARRIERE DE POTENTIEL

La barrière de potentiel est une propriété inhérente à l'interface métal/semiconducteur, qui en principe ne dépend pas de la tension de polarisation appliquée ou du dopage du semiconducteur. C'est un paramètre important dans les contacts Métal-Semiconducteurs, car il détermine les propriétés électriques des contacts.

$$q\phi_b = q(\phi_M - \chi_S) \tag{1.5}$$

Cette hauteur est considérée comme l'énergie d'un électron qui passe dans le semiconducteur et elle est régie par la règle de Schottky [7] : barrière de potentiel, $q\phi_b$ donnée par l'équation (1.5) [6,8,9]. Le diagramme énergétique du contact métal/semiconducteur est représenté dans la Fig (1.2).

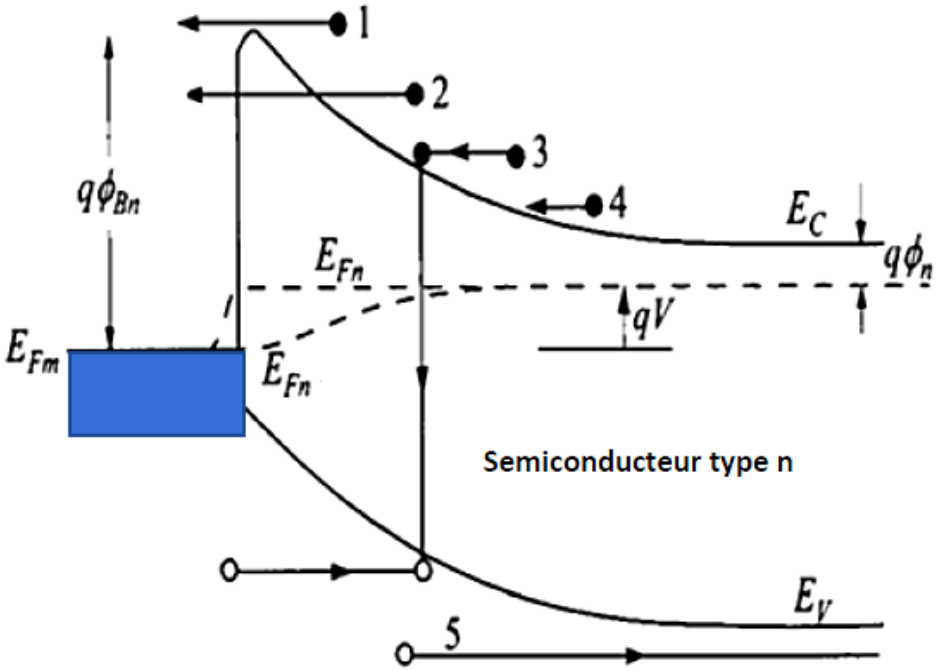

Figure 1.3: Mécanismes de transport des courants existants dans le contact Schottky (1) émission thermoïonique, (2) effet tunnel, (3) recombinaison, (4) diffusion des électrons, (5) diffusion des trous) [6].

1.2.3 MECANISMES DE TRANSPORT DU COURANT

Cinq mécanismes de transport de courant appliquent une tension directe à un contact métal semi-conducteur. Fig (1.3) [6] schématise les différents modes de transport des porteurs qui déterminent les mécanismes de conduction de la barrière Schottky.

1. Le transport d'électrons du semiconducteur au métal par-dessus la barrière.
2. Passage d'électrons à travers la hauteur de la barrière Schottky par effet tunnel.

3. Le courant de recombinaison dans la ZCE, qui est le même que dans la jonction p-n.
4. Diffusion des électrons dans la ZCE.
5. Diffusion de trous du métal dans un semiconducteur.

La contribution de chaque type d'émission varie en fonction de la température ou du dopage du substrat.

1.2.3.1 Passage d'électrons par-dessus la barrière

Le courant provient des électrons en mouvement dont l'énergie dépasse la barrière Schottky. Bethe [10] a supposé qu'il soit dû à l'émission thermoïonique, et Schottky [11] a supposé qu'il soit dû à la diffusion des porteurs dans la ZCE. Crowell et Sze [12] ont combiné les deux en supposant que c'est un courant d'émission-diffusion.

1. Emission thermoïonique

La théorie de l'émission thermoïonique a été établie par Bethe [10]. Le courant est émis par des électrons avec des énergies supérieures à la barrière Schottky, et est basé sur les hypothèses suivantes :

- La barrière de potentiel ϕ_b, est très grande devant $k_B T$.
- L'équilibre thermique s'établit au niveau des émissions.
- La présence du flux de courant n'affecte pas équilibre.

Avec ces hypothèses, le courant ne dépend que de la hauteur de la barrière. La densité du courant J et J_s la densité de courant de saturation sont données par :

$$\mathrm{J} = J_s \left(\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1\right) \tag{1.6}$$

$$J_s = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{k_B T}\right) \tag{1.7}$$

où A^* est la constante de Richardson:

$$A^* = \frac{4\pi q m_e^* k_B^2}{h^3} \tag{1.8}$$

2. Courant de diffusion

La théorie de la diffusion a été établie par Schottky [11]. La densité de courant est obtenue en additionnant le courant de déplacement sur la base de :

- La hauteur de barrière de potentiel ϕ_b est supérieure à $k_B T$, y compris l'effet des collisions d'électrons dans la ZCE

- La concentration des porteurs est indépendante du flux de courant et est identique à celle d'équilibre.
- La concentration de dopage est très inférieure à la densité effective.

La densité de courant J_D et la densité de courant de saturation J_s sont données par les expressions suivantes :

$$J_D = J_s \left(\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1\right) \tag{1.9}$$

$$J_s = \mathrm{q} N_c \mu_n \left(\frac{2qN_D(V_{bi} - V)}{\varepsilon_s}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{q\phi_b}{k_B T}\right) \tag{1.10}$$

où μ_n est la mobilité des électrons, V_{bi} est le potentiel de diffusion, N_c est la densité d'état des électrons et N_D est la concentration des atomes donneurs.

3. Théorie mixte Thermoïonique-Diffusion

Cowell et Sze [12] ont unifié les deux théories autrement dit, car ils ont combiné les théories de l'émission et de la diffusion et l'ont nommé théorie d'émission-diffusion, comme représenté dans la Fig (1.3). La relation suivante donne le courant d'émission-diffusion total :

$$J_{TED} = \frac{qN_c v_R}{1 + {v_R}/{v_d}} \exp\left(-\frac{q\phi_b}{k_B T}\right) [(\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1] \tag{1.11}$$

avec v_R étant la vitesse de recombinaison auprès de l'interface métal/semiconducteur où le potentiel est maximum. v_d est la vitesse effective de diffusion des électrons. Les deux vitesses sont données par les relations suivantes :

$$v_R = \frac{A^* T^2}{qN_c} \tag{1.12}$$

$$v_d = \mu_n \xi_m \tag{1.13}$$

On peut tirer les conclusions suivantes :

- Pour v_d plus grande que v_R, le courant thermoïnique-diffusion est un courant d'émission thermoïnique ($J_{TED} = J_{TE}$).
- Pour v_R plus grande que v_d, le courant thermoïnique-diffusion est un courant de diffusion ($J_{TED} = J_D$).

La densité de courant est donnée par [7] :

$$\mathrm{J} = A^{**} \exp\left(-\frac{q\phi_b}{k_B T}\right) [(\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1] \tag{1.14}$$

et A^{**} est la constante de Richardson modifiée :

$$A^{**} = \frac{A^{*} f_p f_q}{1 + f_p f_q \ v_R / v_D} \tag{1.15}$$

où f_p est la probabilité d'émission d'électrons à travers le potentiel maximum, f_q tient compte de la réflexion quantique à la barrière.

1.2.3.2 Recombinaison dans la ZCE

La densité de courant due à la recombinaison est modélisée par un niveau situé au milieu du gap, obtenu par [5] :

$$J_{rec} = J_r \exp \frac{qV}{2k_B T} \tag{1.16}$$

où $J_r = q n_i W/\tau$: J_r est le curant de saturation dû au mécanisme de recombinaison, W est la largeur de ZCE, n_i est la concentration intrinsèque et τ la durée de vie des électrons [13].

1.2.3.3 Injection des minoritaires

La diode Schottky est un composant unipolaire, c'est à dire qu'un seul type de porteur assure la conduction, l'apport de l'autre type est négligeable, et le courant total devient important aux tensions positives [14]. La densité de courant minoritaire des trous est donnée par l'expression [15] :

$$J_p = \frac{\mu_p {n_i}^2 J_n^2}{\mu_n N_D^2 J_{n0}} + \frac{q {n_i}^2 D_p}{N_D L_p} \left(\exp(\frac{qV}{k_B T}) - 1 \right) \tag{1.17}$$

où D_p, L_p sont, respectivement, la constante et la longueur de diffusion des trous. $J_n \ et \ J_{n0}$ sont les densités de courant et le courant de saturation des électrons, respectivement.

1.3 Les anomalies du modèle homogène du contact Schottky

Le principe du modèle de la barrière homogène suppose que l'interface entre le métal et le semiconducteur est plate (c-à-d. constante tout au long de la ZCE) et que les paramètres n , R_s et ϕ_B sont indépendants de la tension et de la température. La théorie d'émission thermoïonique est considérée comme le principal processus de transport qui explique le déplacement des électrons

dans le modèle homogène de la barrière en tenant compte de la résistance série selon :

$$I = I_s\left[\exp\left(\frac{\beta}{n}(V - R_s I)\right) - 1\right] \tag{1.18}$$

avec un courant de saturation I_s défini par :

$$I_s = AA^*T^2\exp(-\beta\phi_B) \tag{1.19}$$

I est le courant de la diode Schottky, $\beta = q/kT$, k est la constante de Boltzmann, A la surface de la diode, A^* la constante de Richardson, ϕ_B la barrière de potentiel à $V = 0\,V$, n est le facteur d'idéalité et R_s la résistance série.

Récemment plusieurs anomalies ont été observées concernant ce modèle, sans aucune explication physique. Parmi ces anomalies, on cite les suivantes :

- Au niveau du diagramme de bande, la théorie de l'homogénéité de la barrière est toujours constante.
- L'origine de la barrière ϕ_B, c-à-d que la théorie dit que la barrière est la différence entre X_m et qV, elle n'existe pas.
- La détermination de ϕ_B par mesure $I - V$ donne, dans la plupart des cas, une valeur différente de celle trouvée par mesure $C - V$ ($C - V$ plus grande) [6,8,16-18], et différente de valeur de $\phi_{B,Richardson}$.
- La variation de la barrière ϕ_B en fonction de la (V et T) augmente lorsque la température diminue.
- Au niveau de courant, la présence de n c'est une anomalie.
- Le facteur d'idéalité n dépendant de la température et la tension.
- Pour les cas où $n > 1$ est une anomalie à laquelle on ne trouve pas d'explication convaincante. Plusieurs interprétations ont été avancées et celle que l'on retrouve souvent [19] dit que n tient compte des effets qui font dévier la diode du comportement idéal, tels la haute injection et l'effet tunnel. Plusieurs études ont montré que chacun des effets suscités peut être calculé et le facteur n qu'il engendre est souvent plus petit que celui trouvé pour le modèle.
- Dans le modèle homogène, on suppose souvent que les paramètres n et ϕ_B sont indépendants de la tension et de la température. Cependant, plusieurs travaux expérimentaux ont démontré le contraire surtout pour n et ϕ_B [6,8].

- Parfois, existe l'effet de T_0, qui dépend de la technologie de fabrication des diodes. En un même semiconducteur, on trouve des valeurs T_0 différentes.

Ces anomalies ont été attribuées à des inhomogénéités à l'interface. Plusieurs modèles ont été proposés pour décrire ces inhomogénéités mais deux seulement ont réussi à expliquer la majorité des anomalies : Werner [20] et Tung [21]. C'est ce qui va être traité dans les chapitres suivants.

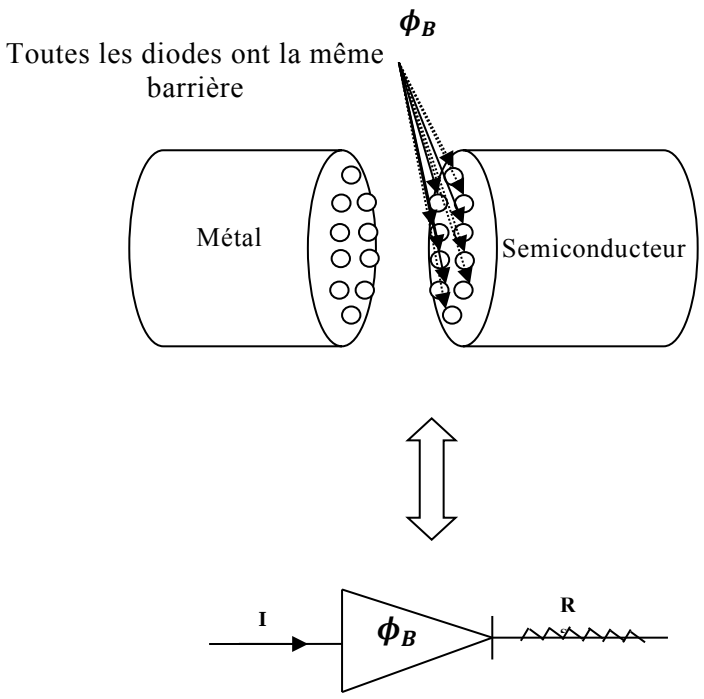

Figure 1.4: Schéma électrique équivalent dans le contact Schottky homogène.

1.4 Conclusion

Ce chapitre avait pour objet de donner un bref rappel sur les contacts métal semiconducteur. Une partie a été consacrée, en partie, à étudier les différents modèles théoriques concernant les barrières homogènes et dans une deuxième partie à étudier les mécanismes de transport de charges dans ces structures. Enfin, nous avons rappelé les anomalies du modèle homogène dans le contact.

Bibliographies

[1] W. Schottky, “Halbleitertheorie der Sperrschicht, *Naturwissenschaten”*, vol. 26, pp. 843, (1938).

[2] N.F.Mott, “Note on the Contact between a Metal and an Insulator or Semiconductor”, *Proc. Cambr. Philos. Soc.*, vol. 34, 568, (1938).

[3] J. Bardeen, “Surface states and rectification at a metal semi-conductor contact,” *Phys. Rev.*, vol. 71, no. 10, pp. 717–727, (1947).

[4] A. M. Cowley and S. M. Sze, “Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor Systems,” J. Appl. Phys., 36, 32 12 (1 965).

[5] F. Bouzid, Simulation des propriétés électriques d'une jonction à base de nitrure de gallium. Application au détecteur de rayonnement, thèse doctorat, Université Mohamed Khider Biskra, (2018)

[6] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley, New York, (1981).

[7] A. Hamida, Contribution à l’étude des propriétés du silicium microcristallin, thèse doctorat, Université Badji Mokhtar Annaba, (2017)

[8] E. H. Rhoderick, “*Metal-Semiconductor Contacts”*, (Clarendon, Oxford, 1978).

[9] H. Mathieu, Physique des Semiconducteurs et des Composants Electroniques, Masson, Paris, (1998).

[10] H. A. Bethe, “Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers, MIT Radiat”. Lab. Rep. 43-12, (1942).

[11] W.Schottky, Z.Phys, vol. 113, 367, 1939.

[12] C. R. Crowell and S. M. Sze, “Current transport in Metal-Semiconductor Barriers,” Solid-State Electronics, vol. 9, no. 11-12, pp. 1035-1048, (1966).

[13] A.Y.C. Yu, E.H. Snow, "Minority carrier injection of metal-silicon contacts”, Solid-State Electron., Vol. 12, no.3, pp. 155-160, 1969.

[14] S. Toumi, Etudes des composants électroniques (cellules solaires, diodes Schottky) en utilisant les algorithmes génétiques et le langage VHDL AMS, Université Ferhat Abbas Sétif, (2012)

[15] S.M Sze and K. Ng Kwok,*Physics of Semiconductor Devices*, 3ème édition, Wiley, (New Jersey, 2006).

[16] Y. Yue and J.J. Liou, “High-Level Injection in Quasi-Neutral Region of n/p Junction Devices: Numerical Results and Empirical Model”, J. Appl. Phys., vol. 77, no. 4, pp. 1611-1615, Feb. 15, (1995).

[17] J.C. Manifacier, R. Ardebili and C. Popescu, “High Level Injection Phenomenon in p-n Junctions”, *J. Appl. Phys.*, vol. 80, no. 5, pp. 2838-2846, Sept. 1, (1996).

[18] D.K. Schroder, *Semiconductor Material and Device Characterization*, (Wiley, New York, 1988).

[19] M. Lyakas, R. Zaharia and M.Eizenberg, Analysis of non-Ideal Schottky and pn Junction diodes Extraction of Parameters from I-V plots, *J. Appl. Phys.*, vol. 78, no. 9, pp. 5481-5489, Nov. 1, (1995).

[20] J.H. Werner, and H.H. Gttler, “Barrier inhomogeneities at Schottky contacts”, J. Appl. Phys. 69, 1522 (1991).

[21] R.T. Tung, “Electron Transport of Inhomogeneous Schottky Barriers”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, no. 24, pp. 2821-2823, Jun. 17, (1992).

Chapitre 2 :

Modèle de la barrière inhomogène Werner

Modèle de la barrière inhomogène Werner

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous donnons un aperçu du modèle Werner qui propose la distribution gaussienne de la barrière de potentiel pour les anomalies observées dans ces structures. Le modèle de la barrière inhomogène part du principe suivant : à l'échelle atomique, l'interface entre le métal et le semiconducteur n'est pas plate, elle est plutôt rugueuse, comme le montre Fig. (2.1) [1]. Plusieurs modèles ont été adopté pour décrire l'inhomogénéité spatiale de la barrière : modèle discret à deux niveaux [2-5] ou modèle continu (uniforme [6] ou Gaussien [7,8]). Après plusieurs chercheurs ont publié leurs travaux [1,7,8]. Il est largement accepté que la distribution de la barrière est gaussienne. Nous résumerons et étudierons en détail le modèle de Werner :

La densité du courant J traversant un contact Schottky homogène à V est généralement décrit dans la théorie d'émission thermoïonique [9]

$$J = J_0 \left[\exp\left(\frac{\beta V}{n}\right) - 1\right] \tag{2.1}$$

Avec la densité courant de saturation J_0 défini par

$$J_0 = AA^{*}T^2\, exp\left(-\beta\phi_{b0}^{j}\right) \tag{2.2}$$

A^{*} est la constante de Richardson, $\beta = q/kT$: q est la charge, , T est la température, k est la constante de Boltzmann, n est un facture d 'idéalité qui devrait être $n = 1$ pour un contact idéal et la résistance en série éliminée [10]. Les factures d'idéalités $n > 1$ ont été attribuées à plusieurs effets [1]:

- Courants de génération / recombinaison dans la ZCE [11].
- La présence de l'isolant à l'interface de la diode Schottky [12-15].
- Abaissement de la force d'image de la barrière Schottky [16] (c.à.d. l'effet de la force image).

Ces trois modèles décrivent des cas extrêmes de contacts Schottky (dopage élevé, grands champs, couches interfaciales), Ils partagent tous l'hypothèse d'une interface de la diodes Schottky homogène, i.e. atomiquement plate [1]. Sans couches interfaciales entre le métal et semi-conducteur moyennement dopé sont le résultat d'inhomogénéités à l'interface métal / semi-conducteur.

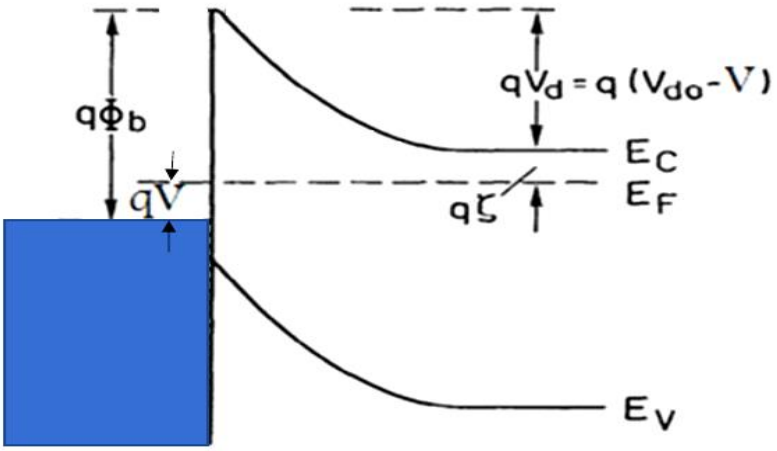

Figure 2.1 : Diagramme des bandes d'énergie d'une diode Schottky en tout point du contact[1].

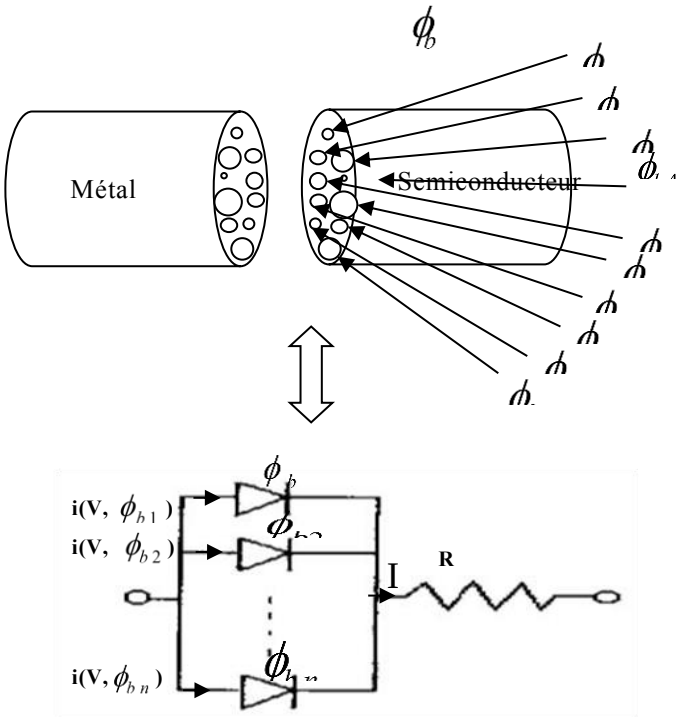

Figure 2.2 : Schéma électrique équivalent dans le contact Schottky inhomogène.

Le modèle de Werner explique les valeurs $n > 1$ et ϕ_{b0}^{j} leur dépendance à la température et les différents résultats pour les barrières de Schottky à partir de courant-tension (I-V); ainsi que le comportement courbe des parcelles de

Richardson s'expliquent également par notre modèle de fluctuations potentielles. Ces différences contiennent des informations sur la distribution des barrières dans l'interface. Werner démontré aussi que les propriétés de bruit des diodes Schottky et des joints de grains sont également corrélées aux inhomogénéités [17,18]. Werner donnée une solution au problème dit T_0 des contacts Schottky.

2.2 Modèle Werner

À partir de la Fig (2.3), le diagramme de bande est montre que l'interface métal/semi-conducteur n'est pas atomiquement plate [1]. La rugosité de l'interface due aux modulations d'épaisseur du métal, et joints de grains dans le métal, ces fluctuations potentielles peuvent également provenir d'un abaissement effectif de la barrière [1]. La Fig (2.2) montre la distance non uniforme entre les atomes donneurs de semi-conducteurs à l'interface affecte la distribution de potentiel car elle est distribuée de manière aléatoire.

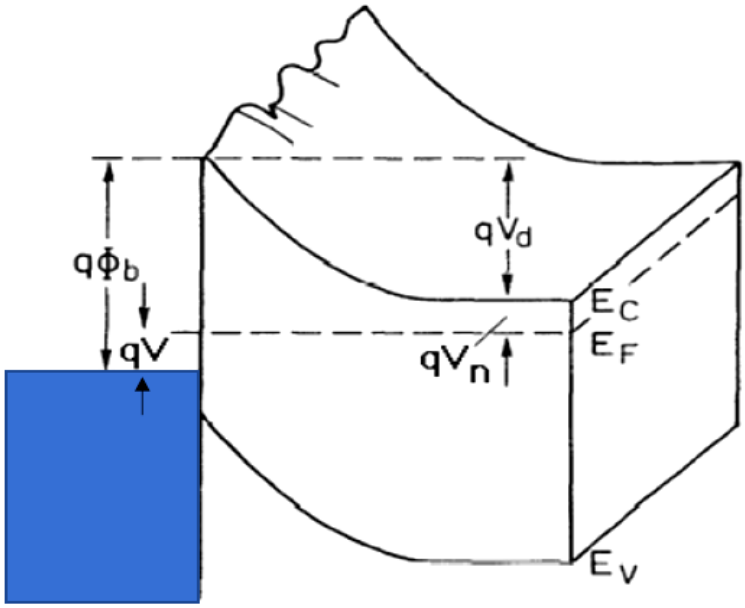

Figure 2.3 : Diagramme d'énergie d'un contact Schottky inhomogène [1].

Plusieurs chercheurs ont étudié les contacts de Schottky inhomogènes. [2,19-21] Schneider et al.[22], Tuy et Mojzes [23]: ont publiés des modèles pour les courbes courant / tension. Werner a travaillé sur des dispositifs de grande surface qui contiennent des fluctuations potentielles sur de longueur qui est plus petite que la largeur de ZCE [1], et aussi crée un modèle permet une description

analytique des propriétés de transport dépendant de la température des contacts Schottky.

2.2.1. DISTRIBUTION DE LA BARRIERE

Werner suppose une distribution de barrière continue à l'interface métal/semiconducteur, c'est similaire à la théorie [24,25]. Le modèle Werner est un modèle analytique qui effectue une analyse des propriétés de transport des diodes Schottky. Il explique les différences de barrières dérivées des courants, et explique également la signification le facture idéalités $n > 1$ ainsi que leur dépendance à la température.

Distribution spatiale à l'interface des contacts Schottky par une distribution gaussienne $P(\phi_b)$ avec un écart type σ selon

$$P(\phi_b) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_S^2}} \exp\left(-\frac{(\phi_b - \bar{\phi}_b)^2}{2\sigma_S^2}\right) \tag{2.3}$$

autour d'une barrière Schottky $\bar{\phi}_b$ moyenne. Les distributions de barrières sont normalisées :

$$\int_{-\infty}^{\infty} P(V_d)dV_d = \int_{-\infty}^{\infty} P(\phi_b)d\phi_b = 1 \tag{2.4}$$

Le courant I traversant l'interface dépend exponentiellement de ϕ_b, et dépend donc significativement de la distribution de la barrière à l'interface. La densité de courant à travers un contact Schottky inhomogène, peut être dérivée en utilisant la théorie de l'émission thermoïnique, écrits comme [1]

$$J = A^* T^2 \exp\left(-\beta\phi_b^j(V,T)\right) [\exp(-\beta V) - 1] \tag{2.5}$$

avec une barrière ϕ_b^j de courant efficace qui obéit à (2.6); cette équation montre aussi que ϕ_b^j est en effet toujours plus petit que la barrière moyenne $\bar{\phi}_b$.

$$\phi_b^j = \bar{\phi}_b - \frac{\sigma_S^2}{2kT/q} \tag{2.6}$$

2.2.2. BARRIERES DEPENDANT DE LA TEMPERATURE

Werner montre que la déformation de la distribution barrière sous biais V permet d'expliquer l'idéalité n, l'hypothèse selon de la distribution de la barrière gaussienne (c'est-à-dire son écart type σ_s) est indépendante de la température T permet d'expliquer les données de barrière dépendant de la température voir la Fig. (2.4)[1].

$$\sigma_s^2(T) = \sigma_s^2(T = 0) + \alpha_\sigma T \tag{2.7}$$

En supposant une dépendance linéaire de la température de σ_s comme dans (2.7), σ_s indépendant de la température, c'est-à-dire $\alpha_\sigma = 0$.

$$\bar{\phi}_b(T) = \bar{\phi}_b(T = 0) + \alpha_{\bar{\phi}} T \tag{2.8}$$

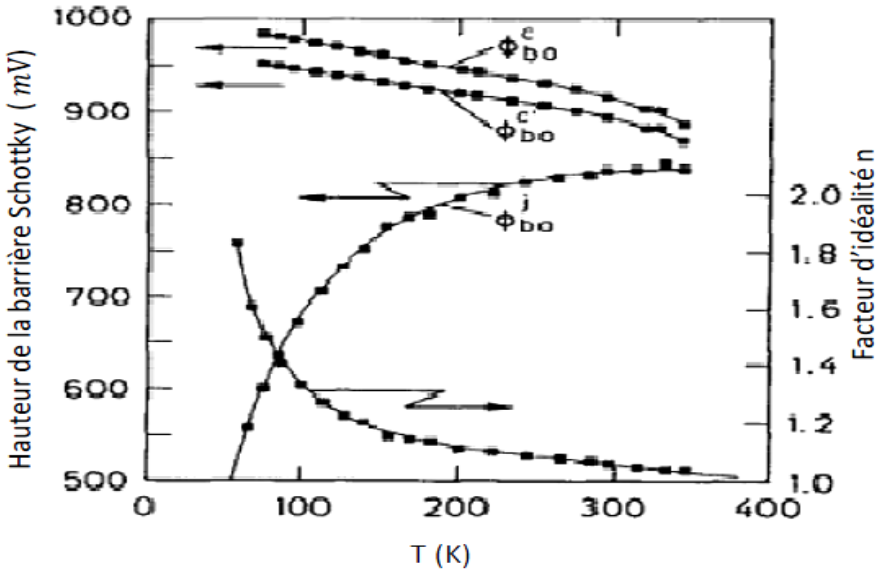

Figure 2.4 : La barrière $\boldsymbol{\phi_b^j}$ et le facteur d'idéalité $\boldsymbol{n}$ dépendent de la température $\boldsymbol{T}$[1]

2.2.3. DEPENDANCE DE TENSION ET LE FACTURE IDEALITE

Le facture d'idéalité n cache les différences entre la barrière à biais zéro ϕ_{b0}^j et la barrière $\phi_b^j(V)$ et la théorie d'émission thermoïonique ne permet pas une explication pour n les équations (2.1) et (2.5) donnée facture d'idéalité [1].

$$n^{-1}(V,T) = -\frac{\Delta\phi_b^j(V)}{V} \tag{2.9a}$$

$$\Delta\phi_b^j(V) = \phi_b^j(V) - \phi_{b0}^j \tag{2.9b}$$

L'équation (2.9a) démontre que le facture d'idéalités n indépendantes de la tension. Le coefficient de tension $\rho_1 > 0$ qui doit dépendre de T pour un n (T)

$$\Delta\phi_b^j(V) = \rho_1 V \tag{2.10}$$

$$n^{-1}(T) - 1 = -\rho_1 \tag{2.11}$$

$$\phi_{b0}^{j} = \bar{\phi}_{b0} - \frac{\sigma_{S0}^{2}}{2kT/q} \tag{2.12a}$$

$$\phi_{b}^{j}(V) = \bar{\phi}_{b}(V) - \frac{\sigma_{S}^{2}}{2kT/q} \tag{2.12b}$$

$$\Delta\phi_{b}^{j}(V) = \phi_{b}^{j}(V) - \phi_{b0}^{j} \tag{2.13a}$$

$$\Delta\phi_{b}^{j}(V) = \Delta\bar{\phi}_{b}(V) - \frac{\Delta\sigma_{S}^{2}(V)}{2kT/q} \tag{2.13b}$$

Ensuite, le facture d'idéalité n est obtenue en combinant les équations (2.9a) et (2.13b)

$$n^{-1}(V,T) - 1 = -\frac{\Delta\bar{\phi}_{b}(V)}{V} + \frac{\Delta\sigma_{S}^{2}(V)}{2kTV/q} \tag{2.14}$$

Selon l'équations (2.9a) et (2.14), les factures idéalités n indépendantes du biais V ne sont possibles que si la barrière moyenne $\bar{\phi}_b$ ainsi que σ_s^2 varient linéairement avec le biais V selon

$$\overline{\Delta\phi}_{b}(V) = \bar{\phi}_{b}(V) + \bar{\phi}_{b0} = \rho_2 V \tag{2.15a}$$

$$\Delta\sigma_{s}^{2}(V) = \sigma_{s}^{2}(V) + \sigma_{s0}^{2} = \rho_3 V \tag{2.15b}$$

Les coefficients ρ_2 et ρ_3 quantifient la déformation en tension de la distribution barrière, voir les exemples dans le Tableau (2.1)

$$n^{-1}(T) - 1 = -\rho_1(T) = -\rho_2 + \frac{\rho_3}{2kT/q} \tag{2.16}$$

Tableau (2.1): les paramètres extraits coefficients de tension ρ_2 et ρ_3 obtenus dans (2.16), pour différents contacts des diodes Schottky.

Contacts	Refs	ρ_2	ρ_3(mv)	T(k)
Pt Si/Si (1)	[1]	- 0.034	- 4.7	76-344
Pt Si/Si (2)		- 0.11	- 5 .3	
Mo/4H-SiC (a)		- 0.175	- 15.23	
		0.054	- 5.58	80-400
	[26]	- 0.224	- 23.57	
Mo/4H-SiC (b)		- 0.443	- 4.64	80-400
		- 0.014	- 8.94	
Mo/4H-SiC	[27]	- 0.037	- 4.02	298-498
W/4H-SiC(000-1)	[28]	- 0.010	- 3.7	303-448

Mo/4H-SiC	[29]	0.139	10.54	298-498
Ni/4H-SiC	[30]	-0.034	-9.4	77-400
Ni/SiC-6H	[31]	0.021	-7.75	77-600
Graphene/CdSeNB	[32]	0.338 0.827	-14 -2	140-300 80-140
Re/n-GaAs	[33]	-0.601 0.0317	-3.2 -23.5	60-160 180-400
NiGe/n-Ge	[34]	-0.154 0.51	-46 -2.2	300-200 200-80
Au/n-Si	[35]	0.377	138	290-370

2.2.4. L'EFFET DE T_0

Certains auteurs [36-40], ont introduit une température T_0 et le courant a été écrit comme [1]

$$J = A^* T^2 \exp(-q\phi^*/k(T+T_0))\,[\exp(qV/k(T+T_0)) - 1] \tag{2.17}$$

C'est l'équivalent de facture l'idéalité n dans l'équation (2.17) dépendent de la température selon

$$n(T) = 1 + \frac{T_0}{T} \tag{2.18}$$

Hackam et Harrop ont montré que cette équation était inappropriée pour décrire leurs données $n\,(T)$ [38]. D'autre part, les barrières de courant ainsi que toutes ces paramètres, sont bien décrites par le modèle Werner, T_0 représente une approximation (2.16) on obtient

$$n = \frac{1}{1 - \rho_2 + \rho_3/(2kT/q)} \tag{2.19}$$

peut-être approximé par

$$n \approx 1 + \rho_2 - \frac{\rho_3}{2kT/q} \tag{2.20}$$

Le tableau (2.1) montre que dans la plupart des cas

$$\rho_2 \ll \rho_3/(2kT/q) \ll 1 \tag{2.21}$$

L'approximation (2.16) et (2.19) est donnée par

$$n \approx 1 - \frac{\rho_3}{2kT/q} \equiv 1 + \frac{T_0}{T} \tag{2.22}$$

L'équations (2.18) et (2.20) donne donc

$$T_0 \approx -\frac{\rho_3}{2k/q} \tag{2.23}$$

T_0 a été calculé à l'aide de (2.16) est l'équivalent en température du coefficient ρ_3 qui décrit la distribution de la barrière gaussienne[1].

2.3 Résultats de simulation et discussion utilisant le modèle Werner

Dans cette partie, nous étudions les caractéristiques courant-tension (I-V), d'une interface métal-semiconducteur Ni/4H-SiC sur la plage de températures 175 à 325K. Le modèle de distribution gaussienne a été utilisé pour analyser les anomalies observées dans l'interface de la barrière métal-semiconducteur. L'analyse (I-V) basée sur la théorie de l'émission thermoïnique montre une diminution de la hauteur de la barrière contact Schottky $\bar{\phi}_{B0}$ et une augmentation du facteur d'idéalité n lorsque la température diminue. L'effet T_0 est validé et fournit une preuve claire de l'inhomogénéité de la barrière à l'interface. Le graphe de Richardson modifié selon le modèle de distribution gaussienne a donné une hauteur de barrière moyenne $\bar{\phi}_{B0} = 1.26$ eV et une constante de Richardson $A^* = 145.6$ A/cm^{2}K^2, cette valeur deA^* très bon accord avec la valeur théorique de 146 A/cm^{2}K^2 pour le 4H-SiC de type n.

2.3.1 DESCRIPTION DE LA STRUCTURE

Nous avons utilisé un logiciel de simulation TCAD développé par le groupe SILVACO est pour simuler les caractéristiques des diodes Schottky Ni/4H-SiC type n à des températures 175 à 325K, mais il faut tout d'abord connaître quelques notions principales sur la géométrie de la structure, une substrat de géomètre circulaire de diamètre $D = 100\mu m$, les matrices ont une couche épitaxiale de type-n avec une épaisseur de $20\mu m$, une concentration en donneurs $N_D = [9\ 10^{15} - 1.1\ 10^{16}\ ]cm^{-3}$, et un oxyde de 14 nm thermiquement développé sur la couche épitaxiale. Voir la Fig. (2.5) illustre le schema de la structure de Ni/4H-SiC.

2.3.2 CARACTERISTIQUES COURANT-TENSION

Les courant-tension (I-V) est étudiées par la théorie l'émission thermoïnique voir l'équation (1), comme le montre de la Fig.(2.6) les caractéristiques I-V-T de la distribution de la barrière Schottky Ni / 4H-SiC à des températures 175 à 325K. La valeur du facteur d'idéalité n augmente avec la diminution de la température alors que la valeur de la hauteur de barrière ϕ_b diminue avec la diminution de la température T (ϕ_b = 1. 534eV à T = 175K et ϕ_b = 1. 719eV à T = 325K), et le

facteur d'idéalité augmente tandis que la hauteur de barrière ϕ_b diminue avec la diminution de la température, est représentée dans Fig. (2.7).

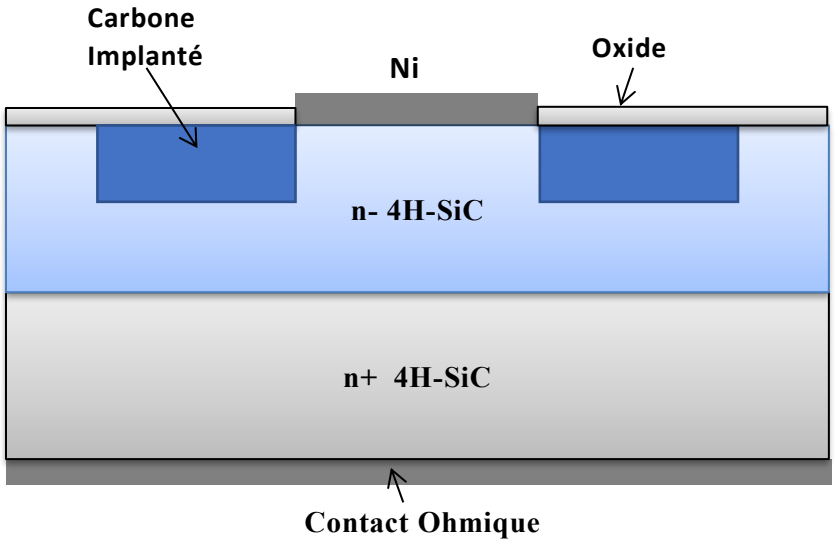

Figure 2.5 : Schéma de la structure de la diodes Schottky Ni / 4H-SiC type n.

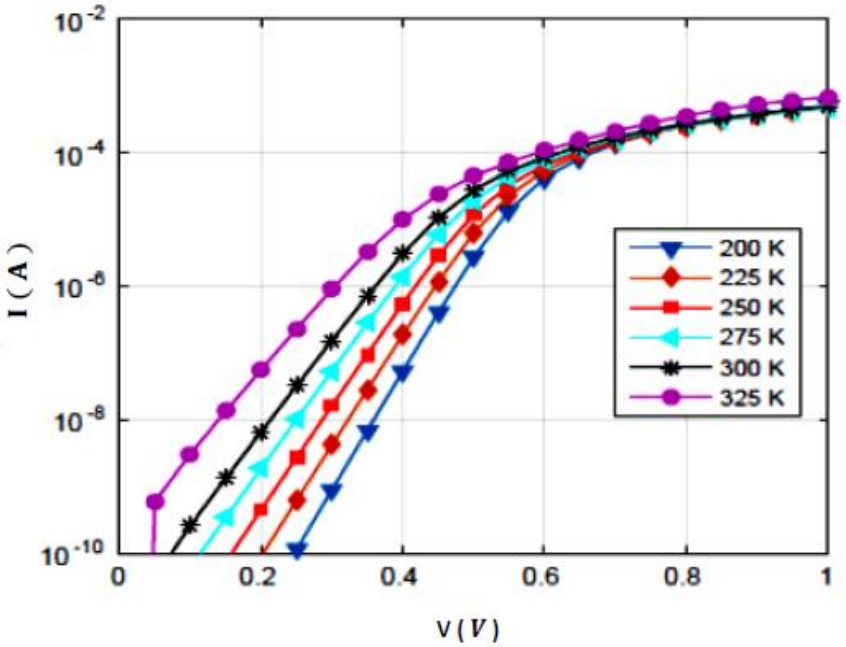

Figure 2.6 : Caractéristiques I-V-T du Ni / 4H-SiC à des températures 175 à 325K.

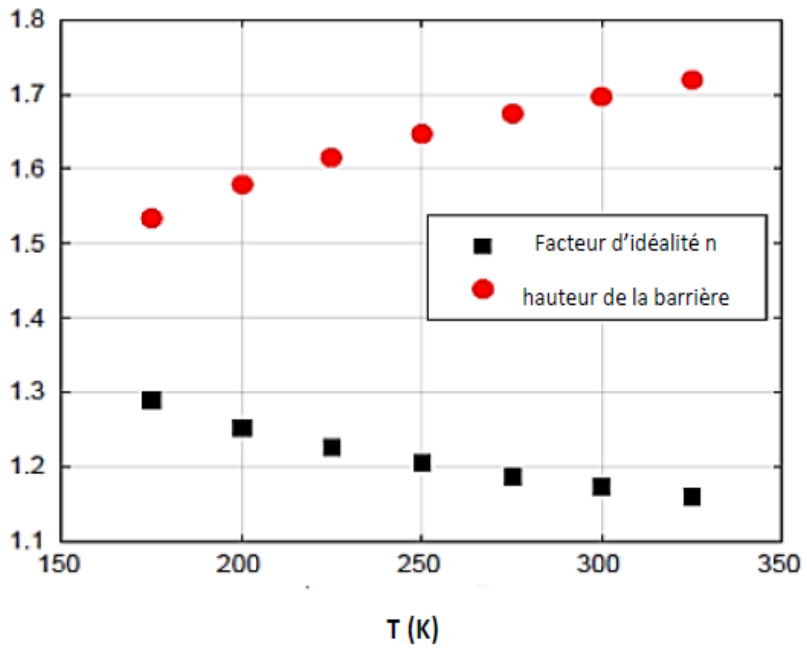

Figure 2.7: Le facteur d'idéalité et la hauteur de barrière de la diode Ni /4H-SiC Schottky en fonction de la température.

2.3.3 ANALYSE DES INHOMOGENEITES

Fig (2.8) Diagramme de Schmistsdorfs montrant la hauteur de la barrière par rapport au facteur d'idéalité à différentes températures. On note qu'il existe une relation linéaire entre n le facteur d'idéalité et ϕ_b la hauteur de barrière du contact Schottky, ce ci indique l'inhomogénéités latérales de l'interface entre le métal et le semiconducteur. La variation de la hauteur de barrière ϕ_b en fonction de 1/T dans Fig (2.9) selon l'équation (2.20b), permet de déterminer les différents paramètres de la structure diodes Schottky Ni/4H-SiC doit être une ligne droite qui est en bon accord avec l'équation théorique du modèle de Werner [1] qui donne la déviation standard du modèle gaussien $\sigma_0 = 0{,}0201V$ et la hauteur de barrière $\phi_{b0} = 1{,}232eV$ à partir de la pente et l'intersection , respectivement. La détermination de l'écart type σ_0 est une mesure de l'inhomogénéité de la hauteur de la barrière à l'interface, c'est un élément très important pour corriger la valeur de la constante de Richardson A^* calculée à partir du tracé de Richardson classique. La Fig (2.10) représente la courbe $(n_{ap}^{-1} - 1)$ en fonction de $q/2kT$ de la diode barrière Ni/4H-SiC Schottky selon la distribution gaussienne, la dépendance à la température du facteur d'idéalité de (2.23), donne les coefficients de la tension ρ_2 = -0,0406 et ρ_3= -5,56mV.

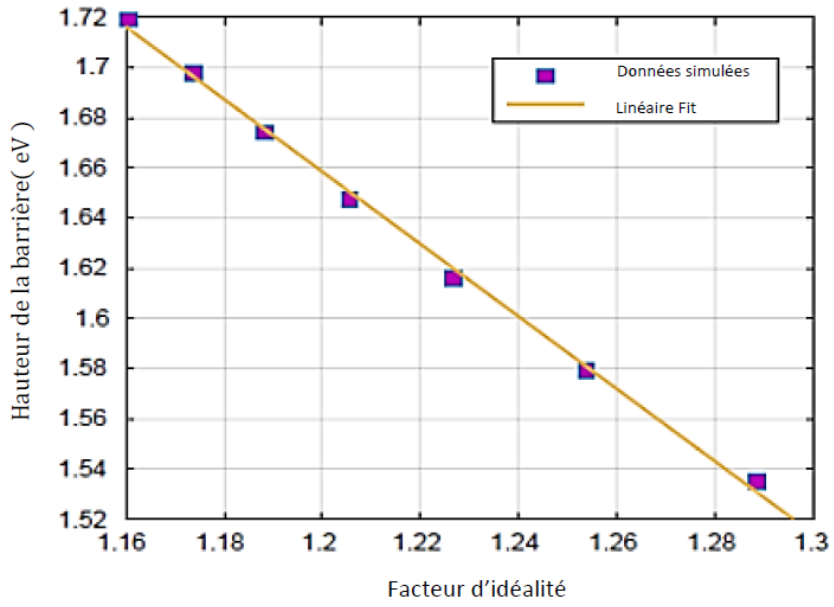

Figure 2.8: Diagramme de Schmistsdorfs montrant la hauteur de la barrière par rapport au facteur d'idéalité à différentes températures.

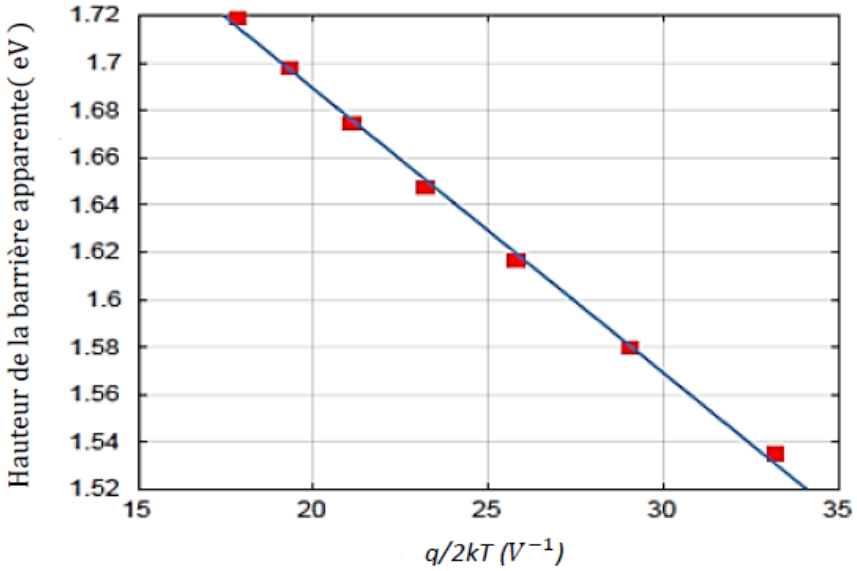

Figure 2.9: Représente la hauteur apparente de la barrière $\boldsymbol{\phi_{ap}}$ par rapport à $\boldsymbol{q/2kT}$

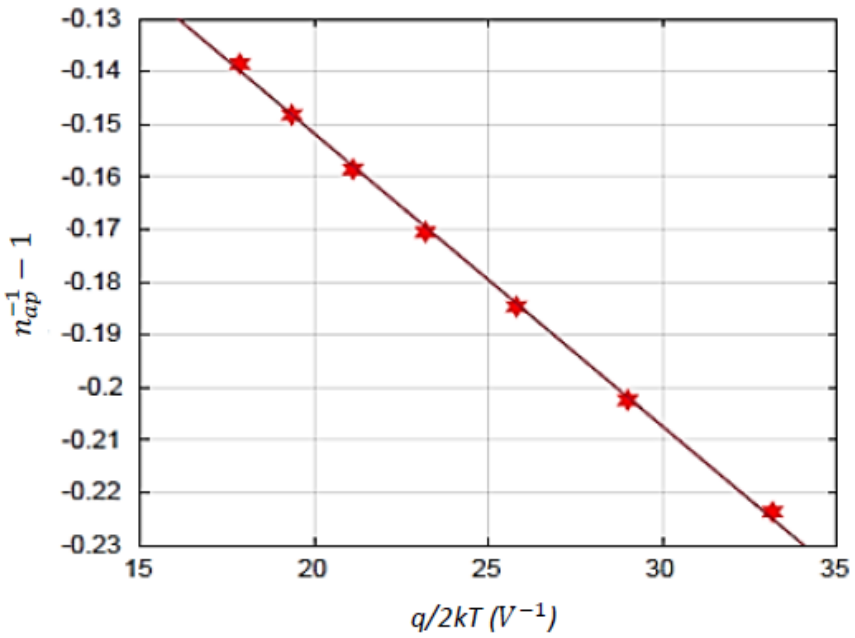

Figure 2.10: La courbe $(\boldsymbol{n_{ap}^{-1} - 1})$ en fonction de $\boldsymbol{q/2kT}$ de la diode Schottky Ni / 4H-SiC selon la distribution gaussienne.

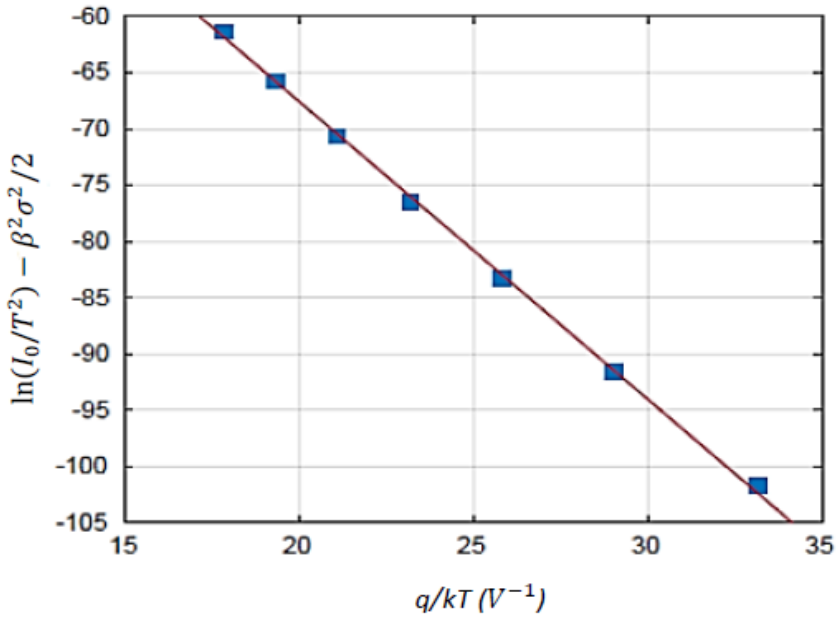

Figure 2.11: Richardson modifié pour la diode Schottky Ni / 4H-SiC.

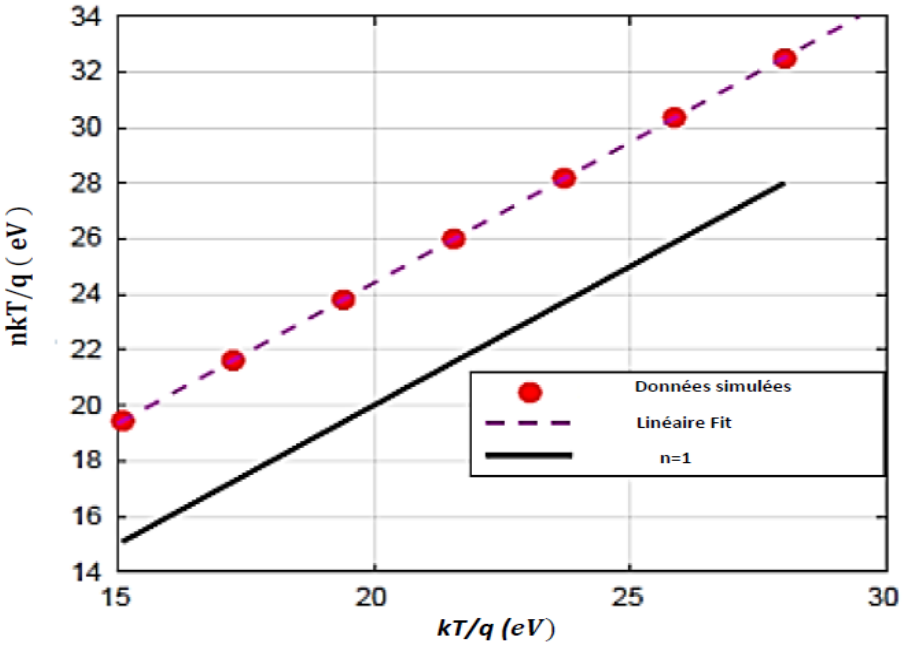

Figure 2.12: $(\boldsymbol{nkT/q})$ par rapport à $(\boldsymbol{kT/q})$ indiquant la validité de l'effet $\boldsymbol{T_0}$

On le voit dans la Fig (2.11), le graphique est bien ajusté par une ligne droite qui donne respectivement $\bar{\phi}_{B0} = 1.263eV\ et\ A^* = 145.6\ A/cm^2K^2$ à partir de l'intersection et de la pente, et la valeur obtenue de la Richardson modifié A^* correspond parfaitement la valeur théorique de 4H-SiC 146 A/cm^2K^2. Le tracé de nkT/q en fonction de kT/q est indiqué sur la Fig (2.12), la simulation pourrait être ajustée par une ligne droite avec une pente égale 1. Selon Saxena[37] cette valeur de $T_0 = 32{,}235\ K$ indique la présence d'inhomogénéités à l'interface de la diodes Schottky Ni/4H-SiC.

2.4 Conclusion

Werner a présenté un modèle de fluctuations de potentiel analytique pour l'interprétation des mesures courant-tension $(I - V)$ sur des contacts Schottky inhomogènes PtSi/Si. Son schéma d'évaluation des barrières de courant permet une analyse quantitative des barrières Schottky réparties dans la zone de charge d'espace, cette analyse démontre également que le facture d'idéalité n des contacts Schottky abrupts reflète la déformation de la distribution des barrières sous l'effet de la polarisation appliquée, et aussi explique les anomalies causées par l'inhomogénéité de la barrière de potentiel ϕ_b. Il propose une solution pour le problème de température T_0 dans les contacts Schottky.

Bibliographies

[1] J.H. Werner, and H.H. “Gttler, Barrier inhomogeneities at Schottky contacts”, J. Appl. Phys. 69, 1522 (1991).

[2] I. Ohdomari and K.N. Tu, “Parallel Silicide Contacts,” J. Appl. Phys. 51, 7, 3735 (1980).

[3] J.L.Freeouf, T.N.Jackson, S.E.Laux and J.L.Woodall “Effective barrier heights of mixed phase contacts: Size effects,” Appl. Phys. Lett., 40, 7, 634-636, (1982).

[4] J.L.Freeouf, T.N.Jackson, S.E.Laux and J.L.Woodall “Size dependence of "effective" barrier heights of mixed-phase contacts,” J. Vac. Sci. Technol., vol. 21, no. 2, pp. 570-573, Jul. 82, (1982).

[5] M.V. Schneider, A.Y. Cho, E. Kollberg and H. Zirath “Characteristics of Schottky diodes with microcluster interface,” Appl. Phys. Lett., vol. 43, no. 6, pp. 558-560, Sept. 15, (1983).

[6] J.Osvald, “On Barrier Height Inhomogeneities at Polycrystalline Metal-Semiconductor Contacts,” *Solid-State Electronics*, vol. 35, no. 11, pp. 1629-1632, (1992).

[7] Y. P. Song, R. L. Van Meirhaeghe, W. H. Laflere and F. Cardon, “On the difference in apparent barrier height as obtained from capacitance-voltage and current-voltage-temperature measurements on Al/p-InP Schottky barriers,” Solid-State Electronics, vol. 29, no. 6, pp. 633-638, (1986).

[8] A.Singh, K.C.Reinhardt and W.A.Anderson, “,Temperature Dependence of the Electrical Characteristics of Yb/p-InP Tunnel Metal-Insulator-Semiconductor Junctions” J. Appl. Phys., vol. 68, no. 7, pp. 3475-3483, Oct. 1, (1990).

[9] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley, New York, (1981)

[10] J. H. Werner, “Schottky barrier and pn-junction I/V plots-Small signal evaluation”, Appl. Phys. A 47,291 (1988).

[11] E. H. Rhoderick and R. H. Williams, *Metal Semiconductor Contacts*, 2nd ed. p. 118, (Clarendon, Oxford, 1988).

[12] J. H. Werner, *in Metallization and Metal-Semiconductor Interfaces*, p. 235 edited by I. P. Batra (Plenum, New York, 1989).

[13] H. C. Card and E. H. Rhoderick, “Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in silicon Schottky diodes”, J. Phys. D 4, 1589 (1971).

[14] J. H. Werner, k. Ploog, and h. J. Queisser, “interface-state measurements at schottky contacts: a new admittance technique”, phys. Rev. Lett. 57, 1080 (1986).

[15] J. H. Werner, A. F. J. Levi, R. T. Tung, M. Anzlowar, and M. Pinto, “Origin of the Excess Capacitance at Intimate Schottky Contacts”, Phys. Rev. Lett. 60, 53 (1988).

[16] V. L. Rideout and C. R. Crowell, “Effects of image force and tunneling on current transport in metal semiconductor (Schottky barrier) contacts”, Solid-State Electron. 13, 993 (1970).

[17] H. H. Guttler and J. H. Werner, “Influence of barrier inhomogeneities on noise at Schottky contacts”, Appl. Phys. Lett. 56, 1113 (1990).

[18] A. J. Madenach and J. H. Werner, “Non-Lorentzian Noise at Semiconductor Interfaces”, Phys. Rev. Lett. 55, 1212 (1985).

[19] I. Ohdomari, T. S. Kuan, and K. N. Tu, “Microstructure and Schottky barrier height of iridium silicides formed on silicon“, J. Appl. Phys. 50, 7020 (1979).

[20] R. D. Thompson and K. N. Tu, “Schottky barrier of nonuniform contacts to n-type and p-type silicon“, J. Appl. Phys. 53, 4285 (1982).

[21] T. Okumura and K. N. Tu, “Analysis of parallel Schottky contacts by differential internal photoemission spectroscopy“, J. Appl. Phys. 54, 922 (1983).

[22] M. V. Schneider, A. Y. Cho, E. Kollberg, and H. Zirath, “Characteristics of Schottky diodes with microcluster interface “, Appl. Phys. Lett. 43, 558 (1983).

[23] T. Q. Tuy and I. Mojzes, “Theoretical explanation of the control of the Schottky barrier height using an ultrathin interface metal layer”, Appl. Phys. Lett. 56, 1652 (1990).

[24] J. Werner and H. Strunk, J. Phys. (Paris) Colloq. 44, C1-99 (1983).

[25] J. H. Werner, in *Polycrystalline Semiconductors—Physical Properties and Applications*, p. 76 edited by G. Harbeke (Springer, Berlin, 1985).

[26] T. Zhang, Ch. Raynaud, and D. Planson, “Measure and analysis of 4H-SiC Schottky barrier height with Mo contacts”, Eur. Phys. J. Appl. Phys. 85, 10102 (2019).

[27] Z. Ouennoughi, S. Toumi and R. Weiss, “Study of barrier inhomogene-ities using I V–T characteristics of Mo/4H–SiC Schottky diode”, Physica B,456, 176-181 (2015).

[28] S. Toumi, A. Ferhat-Hamida, L. Boussouar, A. Sellai, Z. Ouennoughi and H. Ryssel, “Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in tungsten/4H-SiC (000-1) Schottky diodes”, Microelectron. Eng. 86, 303 (2009).

[29] S. Toumi, and Z Ouennoughi, “A vertical optimization method for a simultaneous extraction of the five parameters characterizing the barrier height in the Mo/4H–SiC Schottky contact”, Indian J Phys (2019).

[30] J.M. Blueta, D. Zianea, G. Guillota, D. Tournierb, P. Brosselardc, J. Montserratc, P. Godignonc; Barrier height homogeneity for 4.5 kV 4H-SiC Schottky diodes; Superlattices and Microstructures, 40, 399-404 (2006).

[31] H. Benmaza, B. Akkal, H. Abid, J.M. Bluet, M. Anani, and Z. Bensaad, "Barrier height inhomogeneities in a Ni/SiC-6H Schottky n-type diode", Microelectronics Journal 39, 80-84 (2008).

[32] W. Jin, Y. Liu, K. Yuan, K. Zhang, Y. Ye, W. Wei, and L. Dai, "Barrier Height Inhomogeneity in Mixed-dimensional Graphene/Single CdSe Nanobelt (NB) Schottky Junctions", IEEE Electron Device Letters 2880476, (2018).

[33] H. Durmuş, M. Yıldırım, and Ş. Altındal, "On the possible conduction mechanisms in Rhenium/n-GaAs Schottky barrier diodes fabricated by pulsed laser deposition in temperature range of 60-400 K", Journal of Materials Science: Materials in Electronics; vol 30, pages 9029-9037 (2019).

[34] W. Uddin, M.S. Pasha, V. Dhyani, S. Maity and S. Das, "Temperature dependent current transport behavior of improved low noise NiGe schottky diodes for low leakage Ge-MOSFET", Semicond. Sci. Technol. 34 035026 (2019).

[35] S. Mahato, and J. Puigdollers, "Temperature dependent current-voltage characteristics of Au/n-Si Schottky barrier diodes and the effect of transition metal oxides as an interface layer", Physica B: Physics of Condensed Matter 530 327–335 (2018).

[36] F. A. Padovani and G. G. Sumner, "Experimental Study of Gold-Gallium Arsenide Schottky Barriers", J. Appl. Phys. 36, 3744 (1965).

[37] N. Saxena, "Forward current-voltage characteristics of Schottky barriers on n-type silicon", Surf. Sci. 13, 151 (1969).

[38] R. Hackam and P. Harrop, "Electrical properties of nickel-low-doped n-type gallium arsenide Schottky-barrier diodes" IEEE Trans. Electron Devices ED-19, 1231 (1972).

[39] A. S. Bhuiyan, A. Martinez, and D. Esteve, "A new Richardson plot for non-ideal schottky diodes", Thin Solid Films 161, 93 (1988).

[40] M. O. Aboelfotoh, A. Cros, B. G. Svensson, and K. N. Tu, "Schottky-barrier behavior of copper and copper silicide on n-type and p-type silicon", Phys. Rev. B 41, 9819 (1990).

Chapitre 3 :

Modèle de la barrière inhomogène Tung

Modèle de la barrière inhomogène Tung

3.1 Introduction

Comme nous l'avons vu précédemment, l'homogénéité de la hauteur de la barrière Schottky a été implicitement supposée dans les analyses des données électriques obtenues à partir des mesures. Par exemple, la relation courant-tension (I-V) d'une diodes Schottky a été décrite par la théorie de l'émission thermoïnique comme le montrent les équations (1.20) et (1.21). Cependant, les résultats expérimentaux [1-4] et théoriques [5-7] des interfaces métal-semi-conducteur suggèrent que la hauteur de la barrière dépend de la structure de l'interface, a une incidence sur l'identification du mécanisme de formation du diodes Schottky. De plus, il a été souligné que les données expérimentales obtenues sont compatibles avec la présence d'une inhomogénéité à la hauteur de la barrière Schottky [8]. Par conséquent, la théorie de l'émission thermoïnique et la théorie de la diffusion, ne sont pas suffisantes pour décrire les résultats expérimentaux, car elles sont basées sur l'hypothèse d'homogène. Le courant est supposé être une somme des courants circulant dans tous les patchs individuels (I_i), chacun avec sa propre zone (A_i) et HBS (ϕ_i):

$$I(V_a) = \sum_i I_i = A^* T^2 [\exp(\beta V_a) - 1] \sum_i A_i \cdot \exp(-\beta \phi_i) \tag{3.1}$$

Tung [9] a présenté une théorie générale du transport d'électrons aux interfaces métal-semi-conducteur non dégénérées avec des distributions de la hauteur de la barrière Schottky. De plus, Tung a discuté en détail des solutions analytiques du potentiel et du transport d'électrons et a explicitement montré que ces solutions donnent un excellent compte rendu d'une multitude d'observations expérimentales. De plus, divers chercheurs ont utilisé le modèle de Tung pour étudier les inhomogénéités des diodes Schottky et ont confirmé son utilité dans de nombreuses occasions [10-31].

Dans ce chapitre, nous allons exécuter une simulation du transport de courant et de la distribution du potentiel non homogène d'une interface métal-semi-conducteur de Ni /4H-SiC dans la plage de température 50 à 350 K. Nous discuterons de la barrière d'interface d'inhomogénéité, comme indiqué par Tung, nous étudions la dépendance de la distribution potentielle sur la différence de hauteur de la barrière Schottky, le pincement sur la taille du patch, la température,

le biais et le niveau de dopage à l'aide du logiciel de simulation numérique Silvaco-TCAD.

3.2 Distribution du potentielle dans l'interface

3.2.1 L'APPROCHE DIPOLAIRE

Lorsque la hauteur de la barrière Schottky varie localement à une interface, le potentiel varie également d'une région à l'autre. La solution à un tel problème de valeur aux limites est généralement obtenue en résolvant l'équation de Poisson[4].

$$V(x,y,0) = \phi_B(x,y) = \phi_B^0 + \delta(x,y) \tag{3.2}$$

La variation du potentiel due à la présence de l'inhomogénéité à l'interface est traitée comme une perturbation où V est le potentiel du minimum de bande de conduction. Il est évident que le potentiel dû à une couche dipolaire avec un moment dipolaire variable par aire $2\epsilon_s\delta(x,y)$, car il satisfait l'équation de Laplace et reproduit la condition aux limites souhaitée au niveau de l'interface [9]. En d'autres termes, le potentiel dans la région ($0 < z < W$) est décrit approximativement par

$$V(x,y,z) = V_{bb}\left(1-\frac{z}{W}\right)^2 + V_n + V_a + \int \frac{\delta(x_1,y_1)}{2\pi}\frac{z}{[z^2+(x_1-x)^2+(y_1-y)^2]^{\frac{3}{2}}}dx_1dx_2 \tag{3.3}$$

où V_{bb} est la courbure de bande correspondant à un metal-semiconducteur avec la hauteur de la barrière Schottky uniforme de ϕ_B^0 ($V_{bb} = \phi_B^0 - V_n - V_a$), W définie comme $(2\epsilon_s V_{bb}/qN_D)^{1/2}$ est la largeur de déplétion, et pour les semi-conducteurs neutres $V_n = \beta^{-1}\ln(N_C/N_D)$. (3.3) donne un potentiel à proximité de l'interface métal-semiconducteur [8,32]. Géométriquement les régions à faible hauteur de la barrière Schottky sont de petits patchs circulaires comme le montre dans la Fig. (3.1). Le potentiel en tout point (ρ, z), peut être écrit en utilisant l'équation (3.3). Le long de l'axe z ($\rho = 0$), le potentiel a une forme analytique comme suit [8]

$$V(0,z) = V_{bb}\left(1-\frac{z}{W}\right)^2 + V_n + V_a - \Delta\cdot\left(1-\frac{z}{(z^2+R_0^2)^{1/2}}\right) \tag{3.4}$$

L'équation (3.5) montre que le pincement du potentiel est le plus important lorsque le niveau de dopage du semi-conducteur est faible [8].

$$\frac{\Delta}{V_{bb}} > \frac{2R_0}{W} \tag{3.5}$$

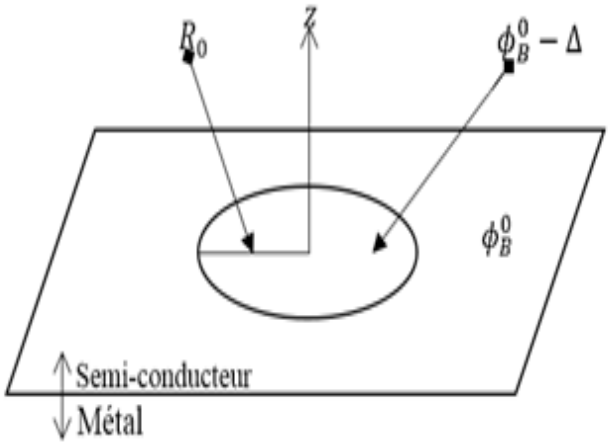

Figure 3.1 : Géométries patch circulaire [8]

3.2.2 APPROXIMATION POINT-DIPOLE

Lorsque la dimension des patchs à faible hauteur de la barrière Schottky est petite par rapport à la longueur d'appauvrissement, en remplaçant le patch dipolaire spatialement étendu par un dipôle ponctuel. Le potentiel autour du patch (de la pointe de selle), sauf près du noyau du dipôle, est donné par [8]

$$V(\rho, z) = V_{bb}\left(1 - \frac{z}{W}\right)^2 + V_n + V_a - \frac{V_{bb}\Gamma^3 z W^2}{(\rho^2 + z^2)^{3/2}} \tag{3.6}$$

où Γ peut être défini pour tout petit patch de forme irrégulière et / ou variable par une intégrale:

$$\Gamma^3 \equiv \frac{-1}{4\pi\eta V_{bb}^2}\int_{\text{patch}} \delta(x_1, y_1)\, dx_1 dy_1 \tag{3.7}$$

où $\eta \equiv \epsilon_s / qN_D$, Lorsqu'un pincement se produit, l'emplacement de la pointe de selle en $(0, z_0)$, peut être obtenu en différenciant (3.6) le long de l'axe z et en mettant la dérivée à zéro. Lorsque $\Gamma \ll 1$, z_0s'avère être, approximativement et le potentiel pointe de selle est [8],

$$z_0 \approx W\Gamma \tag{3.8}$$

$$V_{\text{col}}^{\text{patch}} = V(0, z_0) \approx V_{bb}(1 - 3\Gamma) + V_n + V_a \tag{3.9}$$

Tableau (3.1): Transport d'électrons à la hauteur de la barrière Schottky [8].

Géométrie	Patch circulaire
Dimension	Rayon $= R_0$
Paramètre de région	$\gamma = 3\left(\frac{\Delta R_0^2}{4}\right)^{\frac{1}{3}}$
Paramètre de charge d'espace	$\Gamma = \left(\frac{R_0^2 \Delta}{2W^2 V_{bb}}\right)^{\frac{1}{3}}$
Position du point col	$(\rho = 0, z = \Gamma W)$
Surface effective	$A_{\text{eff}} = \frac{4\pi\gamma}{3\beta}\left(\frac{\eta}{V_{bb}}\right)^{\frac{2}{3}} = \frac{4}{3}\pi\lambda_D^2\Gamma$
HBS effective	$\phi_{\text{eff}} = \phi_B^0 - 3\Gamma V_{bb} = \phi_B^0 - \gamma\left(\frac{V_{bb}}{\eta}\right)^{\frac{1}{3}}$
Facteur d'idéalité	$n \approx 1 + \Gamma = 1 + \gamma\frac{1}{3(\eta V^2)^{\frac{1}{3}}}$

3.3 Transport d'électrons

3.3.1 UNE REGION ISOLEE

Les théories ont considéré le processus d'émission comme se produisant au point le plus élevé de la barrière potentielle. Dans le HBS uniforme, une émission thermoïnique se produit à l'intérieur du semi-conducteur et non directement à l'interface Métal-Semiconducteur, dans cette théorie, le niveau de quasi-Fermi à porteuse majoritaire est supposé être uniforme dans tout le semi-conducteur, et le flux d'électrons (trous) sur une barrière de potentiel de ϕ. En appliquant la théorie de l'émission thermoïnique, le courant circulant dans le sens direct sur la barrière peut être intégré [8] :

$$I_{\text{patch}}^F \approx A^* T^2 \exp(-\beta V_n - \beta V_{bb} + 3\beta\Gamma V_{bb}) \times \int_{\rho=0}^{\infty} 2\pi \exp\left(-\frac{3\rho^2}{4\lambda_D^2 \Gamma}\right)\rho \, d\rho \tag{3.10}$$

$$= A^{*}T^{2}\frac{4\pi\gamma\eta^{2/3}}{9\beta V_{bb}^{2/3}}\exp\left(-\beta\phi_{B}^{0}+\frac{\beta\gamma V_{bb}^{1/3}}{\eta^{1/3}}\right)\times\exp(\beta V_{a})$$

On note que γ est un paramètre de l'inhomogénéité de l'interface, où λ_D est la longueur Debye du semi-conducteur $\lambda_D = \sqrt{\eta/\beta}$, le courant du patch net peut s'écrire comme suit [8] :

$$I_{\text{patch}} \approx A^{*}T^{2}\frac{4\pi\gamma\eta^{2/3}}{9\beta V_{bb}^{2/3}}\exp\left(-\beta\phi_{B}^{0}+\frac{\beta\gamma V_{bb}^{1/3}}{\eta^{1/3}}\right)\times[\exp(\beta V_{a})-1] \tag{3.11}$$

Dépendance de la barrière de potentiel à la polarisation appliquée conduit à un facteur d'idéalité supérieur à 1 est :

$$n = \beta\left(\frac{\partial\ln(I)}{\partial V_{a}}\right)^{-1} \approx 1+\Gamma = 1+\frac{\gamma}{3\eta^{1/3}V_{bb}^{2/3}} \tag{3.12}$$

Le facteur d'idéalité et le HBS effectif n'ont pas de dépendance de la température. La densité de courant près du point de selle est beaucoup plus grande que la densité de courant moyenne.

3.3.2 NOMBREUSES REGIONS

Le courant total est une somme des courants circulant dans chaque région individuelle,

$$I(V_{a}) = A^{*}T^{2}[\exp(\beta V_{a})-1]\sum_{i}A_{\text{eff},i}\exp\left(-\beta\phi_{\text{eff},i}\right) \tag{3.13}$$

Le courant total d'une diode barrière Schottky inhomogène peut présenter une variété de comportements intéressants [8].

A. Cas de distribution constante des patchs

Les patchs sont supposés être bien séparés les uns des autres. Par conséquent, le courant circulant dans chaque patch individuel n'est pas affecté par la présence d'autres patchs. Le courant total circulant dans la barrière Schottky peut être écrit comme

$$I_{total} = \underbrace{AA^{*}T^{2}\, exp(-\beta\phi_{B}^{0})\,[exp(\beta V_{a}) - 1]}_{premier\ terme} \times \underbrace{\left[1 + \frac{4\pi c_{1}\eta^{2/3}\gamma_{0}}{9\beta V_{bb}^{2/3}} exp\left(\frac{\beta\gamma_{0}V_{bb}^{1/3}}{\eta^{1/3}}\right)\right]}_{deuxième\ terme} \quad (3.14)$$

Le courant total est composé de deux composants. Aux basses températures, le deuxième terme de (3.14) devient beaucoup plus grand que 1, et les patchs à dominent à faible biais et le facteur d'idéalité est supérieur à 1. En fonction de paramètres tels que le niveau de dopage γ_0 et c_1, le courant peuvent montrer une variété de comportements, à des températures élevées, le courant de jonction est dominé par le transport émis thermoïnique sur le HBS uniforme et affiche près de l'unité facteur d'idéalité [8]. Fig. (3.2) et Fig. (3.3) deux exemples des nombreux comportements I-V différents que l'on peut attendre de patchs à faible HBS avec un seul γ (voir le tableau 3.1).

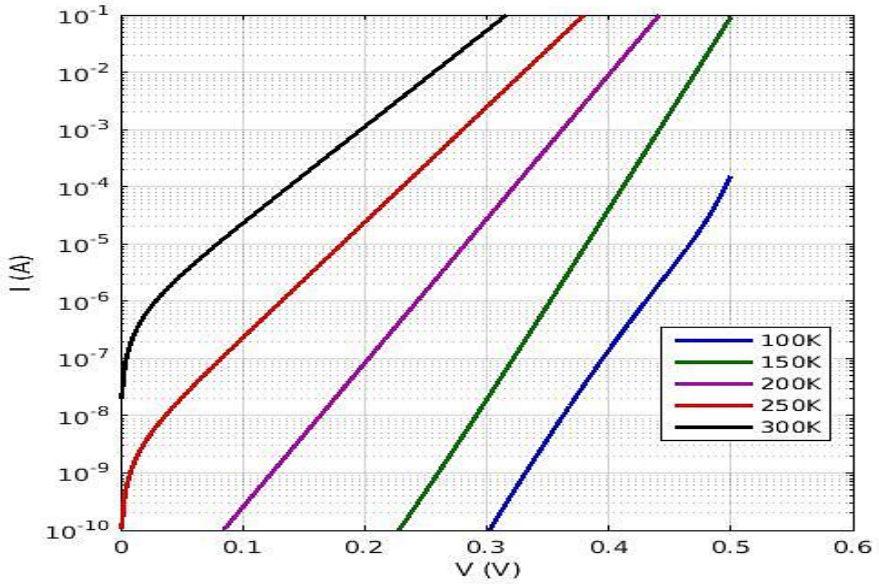

Figure 3.2 : Caractéristiques courant-tension calculées à partir (3.14)d'une diode de Si de type n.

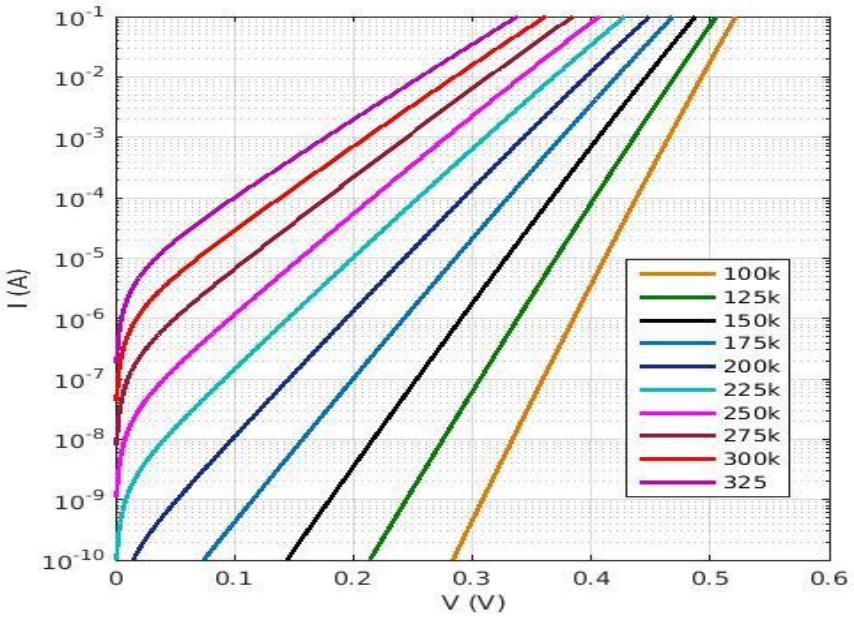

Figure 3.3 : Traces I-V calculées avec (3.14) d'une diode Si de type n qui contient un grand nombre de patchs un γ unique.

B. Cas de distribution gaussienne des patchs

En supposant une distribution statistique des caractéristiques du patch [9], que le courant de jonction total est approximativement donné par

$$I_{\text{total}} = A^{*} A\, T^{2} \exp(-\beta\phi_B^0)\,[\exp(\beta V_a) - 1]\Big[1 + f(V_{bb}) \exp\left(\beta^2 \kappa V_{bb}^{\xi}\right)\Big] \tag{3.15}$$

Ce courant est constitué de deux composants : l'un étant le courant sur toute la diode, qui a un uniforme de ϕ_B^0, l'autre étant un courant supplémentaire dû à la présence des patchs et l'effet combiné de toutes les régions est comme s'il y avait une grande région dans la diode avec une zone efficace de (Af) et une HBS effective de [8].

$$\phi_{eff} = \phi_B^0 - \beta\kappa V_{bb}^{\xi} \tag{3.16}$$

Tableau 3.2 : Paramètres pour le transport d'électrons [8].

Paramètre	Patch
ξ	$\frac{2}{3}$
κ	$\frac{\sigma_1^2}{2\eta^{2/3}}$

$f(\beta, V_{bb})$	$\frac{8c_1\sigma_1^2\pi\eta^{1/3}}{9V_{bb}^{1/3}}$

Les constantes ξ et κ et la fonction f variant sont définies dans le tableau (3.2). Les facteurs d'idéalité des traces (I-V) dépendent beaucoup plus de la température que ceux des diodes avec une distribution de patchs Fig. (3.4) pour une diode dont le courant total est dominé par des patchs à faible HBS.

$$n_{tot} \approx 1 + \xi\beta\kappa V_{bb}^{\xi-1} \quad (3.17)$$

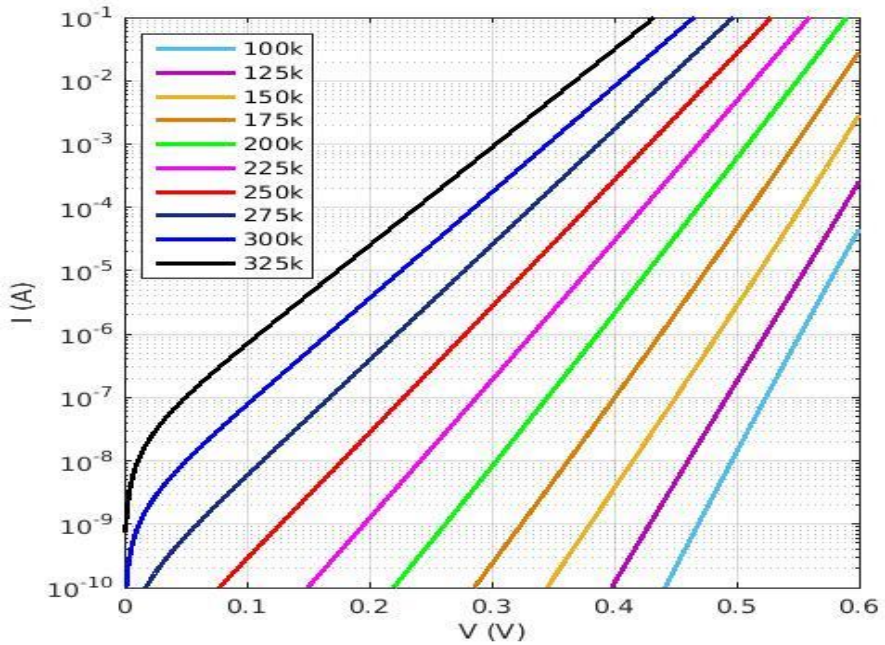

Figure 3.4 : Traces I-V, calculées avec (3.15) d'une diode Si type n

3.4 Résultats de simulation et discussion utilisant le modèle Tung

Dans cette partie, nous avons réalisé une simulation sur logiciel TCAD, du transport de courant et de la distribution du potentiel inhomogène d'une interface métal-semi-conducteur de Ni / 4H-SiC dans la température 50 à 350K. Nous discuterons l'interface à la hauteur de la barrière Schottky d'inhomogène, comme indiqué par Tung. Nous étudions la dépendance de la distribution potentielle sur la différence HBS, le pincement sur la taille du patch, la température, le biais et le niveau de dopage à l'aide du logiciel de simulation numérique Silvaco-TCAD. Nous démontrons que le courant est fortement influencé par la présence d'une inhomogénéité [10-14].

Les hauteurs de la barrière Schottky ont été calculées à partir des caractéristiques I-V, qui ont été analysées par le modèle d'émission thermo-ionique donné par (1.18) et (1.19).

3.4.1 INFLUENCE DES CARACTERISTIQUES DU PATCH DE DISTRIBUTION DE POTENTIEL SUR LA DISTRIBUTION R

Les changements de potentiel près de l'interface d'un contact Métal-Semi-conducteur dépendent fortement des paramètres d'inhomogénéité, de la température, la géométrie du patch, la taille du patch, du dopage du substrat et de l'ampleur de la différence HBS. Nous avons simulé en fonction du dopage du substrat, de la température et de la polarisation à travers le contact. Sur la Fig. (3.5), le potentiel proche du patch est tracé pour montrer que plus R_0 est petit, plus il est facile pour le pincement de se produire.

$$V(z) = V_{bb}(1 - \frac{z}{W})^2 - \Delta\left(1 - \frac{z}{(z^2 + R_0^2)^{\frac{1}{2}}}\right) + V_n + V_a \qquad (3.18)$$

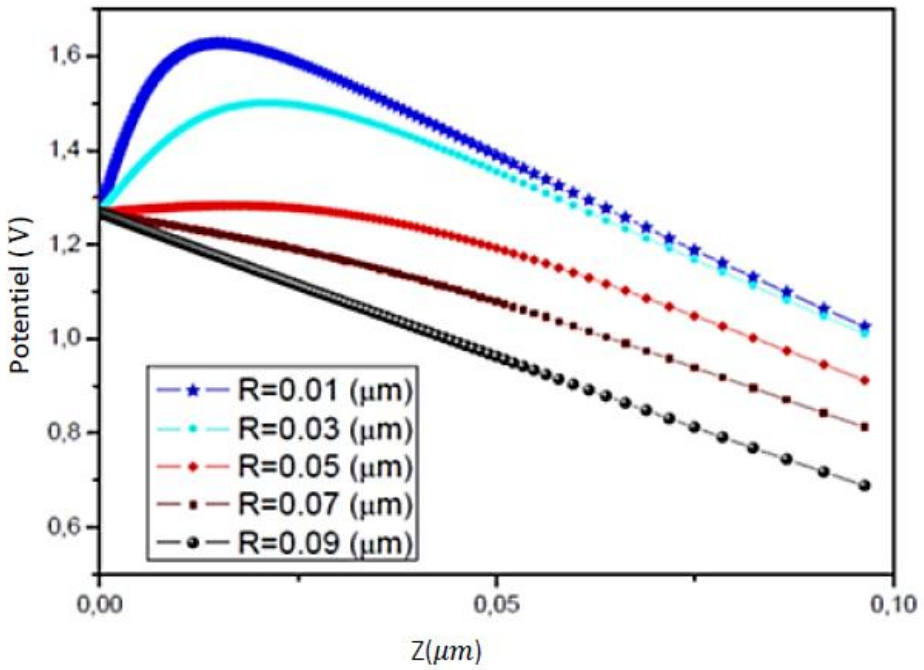

Figure 3.5 : Potentiel de la bande de conduction minimum à différentes tailles de patch, à partir de la taille $\boldsymbol{R_0}$=*0.01* $\boldsymbol{\mu m}$ *et* $\boldsymbol{R_0}$=*0.09* $\boldsymbol{\mu m}$ de la diode Ni/ 4H-SiC Schottky

3.4.2 LA DEPENDANCE DE LA DISTRIBUTION POTENTIELLE DE LA DIFFERENCE HBS

Fig. (3.6) représente le potentiel obtenu à partir de simulations numériques basées sur Silvaco-TCAD, les distributions de potentiel prédites basées sur l'inhomogénéité HBS voir (3.18) et (3.19), Lorsque Δ s'approche de zéro ou égal, les profils de potentiel deviennent identiques à ceux d'un contact métal-semiconducteur avec HBS uniforme. Lorsque Δ est inférieur à une certaine valeur critique, il n'y a pas de pincement potentiel. Et pour un Δ plus grand, il y a un plus grand degré de pincement, pour les paramètres particuliers choisis, nous estimons que Δ critique est de $0{,}099\,V$ en dessous duquel il y a pincement « pinch-off ».

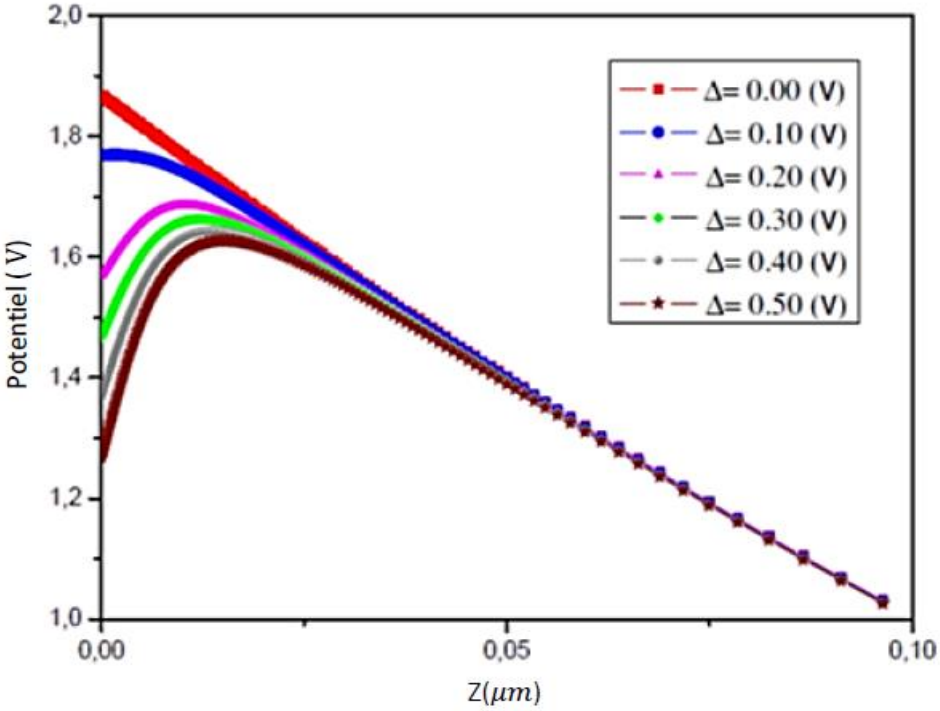

Figure 3.6 : Potentiel de la bande de conduction minimum à la différence SBH, de $\Delta = \mathbf{0.00}\boldsymbol{V}$ et $\Delta = \mathbf{0.50}\boldsymbol{V}$

$$V(z) = V_{bb}(1 - \frac{z}{W})^2 - \frac{\Delta R_0^2}{2z^2} + V_n + V_a \tag{3.19}$$

3.4.3 LA DEPENDANCE DE LA DISTRIBUTION POTENTIELLE DE LA TEMPERATURE

Potentiel simulé du patch à faible HBS pour différentes températures 50 à 350K de la diodes Schottky Ni /4H-SiC. Il y a une augmentation de la taille du potentiel au point de selle avec la température, l'augmentation de la densité des porteurs dans la ZCE à une densité de charge qui est inférieure à N_d, voir Fig. (3.7) Lorsque vous êtes à la température $T = 200K$ et $N_d = 5.10^{16} cm^{-3}$, la région de charge d'espace devient étroite. Nous négligeons l'augmentation de la densité des porteurs dans la région de déplétion comme un inconvénient de la théorie analytique (3.18).

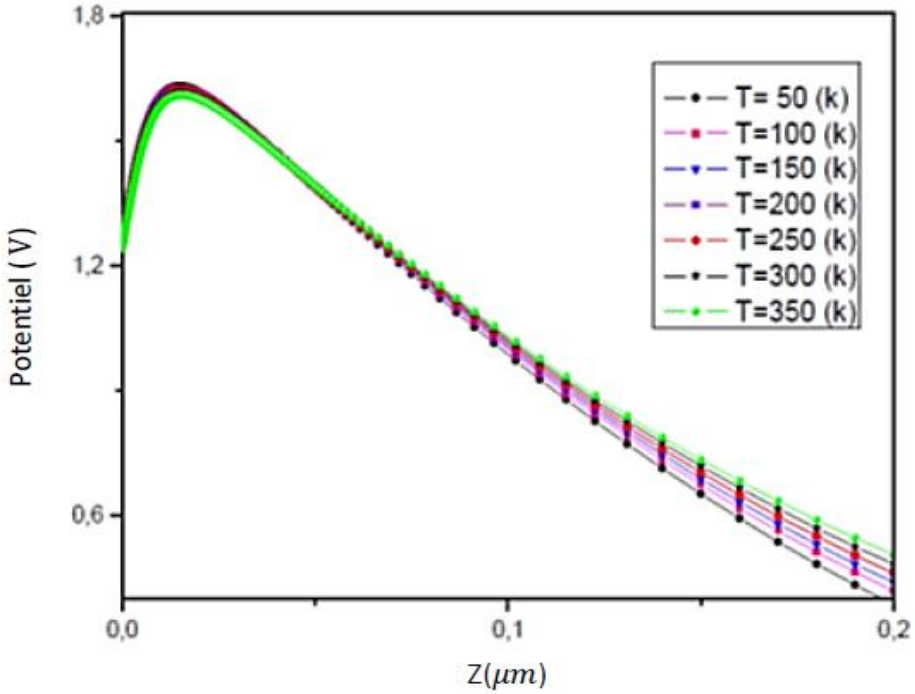

Figure 3.7 : Potentiel de la bande de conduction minimum à différentes températures dans la plage 50 à 350K.

3.4.4 LA DEPENDANCE DE LA DISTRIBUTION DE POTENTIEL SUR DOPAGE DU SUBSTRAT

Lorsque le dopage du substrat est faible la taille du potentiel au point de selle est élevée, de sorte que le patch à faible HBS est plus pincé « pinch-off ». Vice versa, lorsque le dopage du substrat est élevé la taille du potentiel au point de selle est

faible, de sorte que le patch à HBS élevé est plus pincé. La largeur d'épuisement est également affectée sur le pincement, comme le montre sur la Fig. (3.8), la largeur d'appauvrissement devient beaucoup plus grande que le rayon du patch à faible HBS $R = 0.01\mu m$, et le potentiel au voisinage du patch à faible HBS devient plus pincé et lorsque le niveau de dopage augmente, le potentiel n'est plus pincé. Par conséquent, la fluctuation de HBS est toujours considérablement réduite sur les semi-conducteurs légèrement dopés, et découvre l'inhomogénéité de HBS.

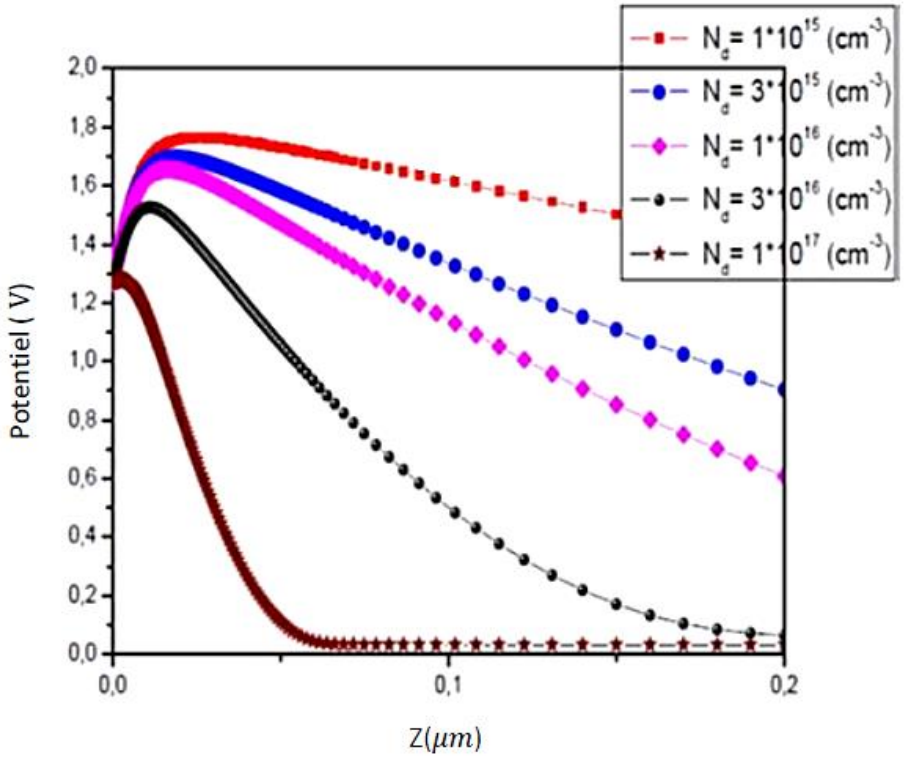

Figure 3.8: Potentiel du minimum de bande de conduction à différents dopages du substrat $\boldsymbol{N_d = 1.10^{15} cm^{-3}}$ *à* $\boldsymbol{N_d = 1.10^{17} cm^{-3}}$

$$V(z)_{saddle} \approx [V_{bb}(1 - 3\left(\frac{R_0^2}{4\eta {V_{bb}}^2}\right)^{\frac{1}{3}}] + V_n + V_a$$

$$= \emptyset_{B0} - \gamma(\frac{V_{bb}}{\eta})^{\frac{1}{3}} = \emptyset_{B0} - 3V_{bb}\Gamma \tag{3.20}$$

$$\gamma \equiv 3(\frac{\Delta R_0^2}{4})^{\frac{1}{3}} \tag{3.21}$$

3.4.5 LA DEPENDANCE DE LA DISTRIBUTION POTENTIELLE SUR BIAIS

La dépendance du potentiel sur le biais appliqué est la clé pour comprendre de phénomènes anormaux dans les mesures I-V, illustrée sur la Fig. (3.9), a un impact très important sur les propriétés de transport aux inhomogénéités de la barrière Schottky (3.18). Il nous montre également que le potentiel de point de selle augmente lentement avec la polarisation directe et diminue lentement avec la polarisation inverse l'équation (3.19). La dépendance de polarisation du potentiel du point de selle doit être proportionnelle à (1/3) la puissance de la courbure de bande V_{bb}. Ceci, le changement total du potentiel au point de selle n'est qu'une petite fraction du changement du biais appliqué, ce changement a des implications importantes pour les mécanismes de transport de courant à travers les diodes Schottky.

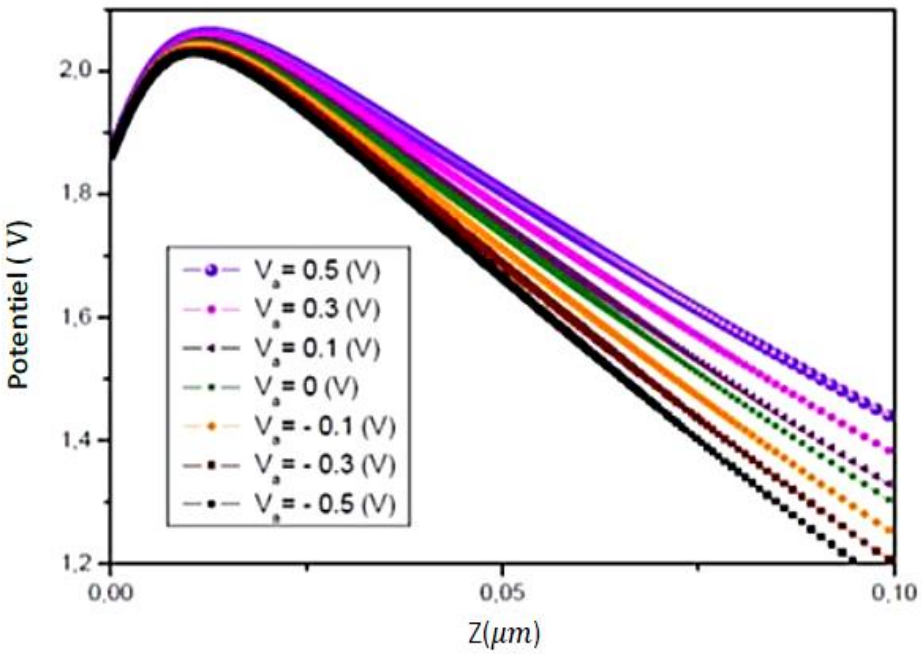

Figure 3.9 : Potentiel du minimum de bande de conduction à différentes polarisations appliquées, devant un bas-HBS $\boldsymbol{V_a = -0.5\,V}$ et haut-SBH $\boldsymbol{V_a = 0.5\,V}$.

3.4.6 LES DIFFERENTS PATCHS

Fig. (3.10). Distribution potentielle le long de $\rho = 0$ de patchs pour trois patchs différents de taille, dopage, température, biais différents, mais tous caractérisés par la même valeur de Γ = 0,10. La simulation de la diodes Schottky Ni/4H-SiC nous a montré les zones où le pincement, et l'effet de la distribution de potentiel est fonction de la température, de la taille de la région à faible hauteur de la barrière de Schottky, du dopage du substrat. L'augmentation des dimensions du patch diminue également le pincement.

$$\Gamma \equiv \left(\frac{\Delta R_0^2}{4\eta V_{bb}^2}\right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{1}{27\eta V_{bb}^2}\right)^{\frac{1}{3}}\gamma \tag{3.22}$$

Ce paramètre dépend de la géométrie de l'inhomogénéité HBS, les équations (3.20, 3.22) pour le patch circulaire à faible HBS. Car la distribution de potentiel est la largeur d'appauvrissement du semi-conducteur, $W \approx (2V_{bb}^2\,\eta)^{1/2}$, où $\eta \equiv {\varepsilon_s}/{qN_d}$, $\varepsilon_s$est la permittivité du semi-conducteur, V_{bb} est la courbure de bande $V_{bb} = \emptyset_{B0} - V_a - V_n$ est le HBS moyen, les paramètres de diode donnés dans le tableau 3.3.

Tableau 3.3 : Paramètres de simulation de la distribution potentielle pour différents patches

Patch circulaire	**Patch1**	**Patch2**	**Patch3**
$\emptyset_{B0}\ (V)$	1.3	1.3	1.3
$\Delta\ (V)$	0.3	0.4	0.4
$N_d\ (cm^{-3})$	1.10^{16}	2.10^{16}	1.10^{16}
T (k)	300	300	275
$R_0\ (\mu m)$	0.012	0.01	0.012
$V_a\ (V)$	0	0	0.0797
Γ	0.10	0.10	0.10

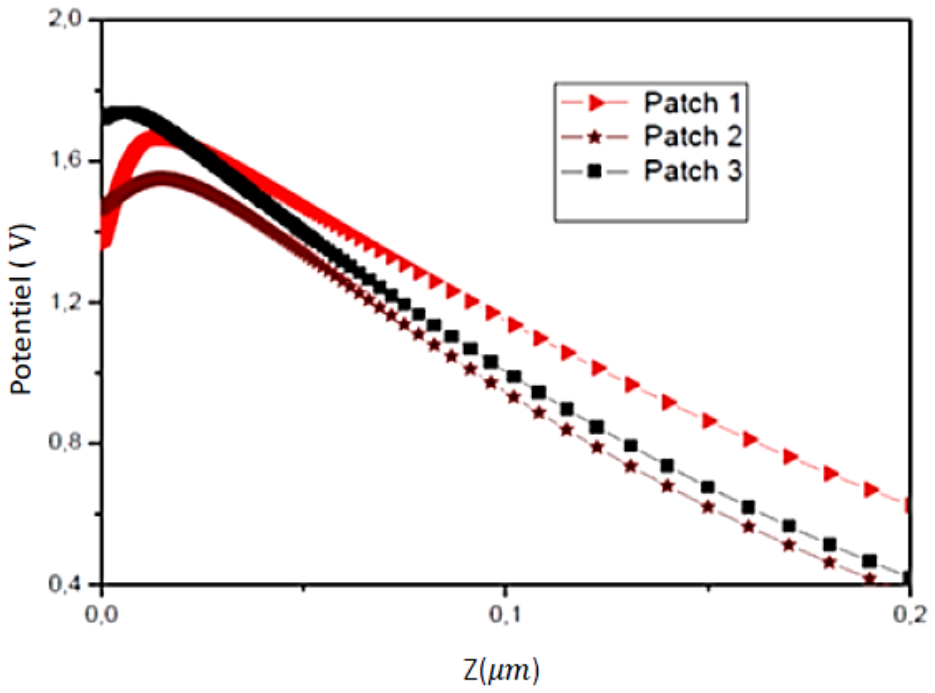

Figure 3.10 : Distribution de potentiel dans la barrière Schottky Ni / 4H-SiC, 3 patchs différents de taille, température, dopage, biais différents, mais tous caractérisés par la même valeur de Γ = 0,10.

3.5 Conclusion

Nous avons étudié le modèle de Tung, qui a présenté la théorie générale du transport d'électrons aux interfaces métal-semiconducteur non dégénérées avec des distributions de la hauteur de la barrière Schottky, et aussi Tung discute des solutions analytiques du potentiel et du transport d'électrons et a explicitement montré que ces solutions donnent un excellent compte rendu d'une multitude d'observations expérimentales. Ensuite nous avons simulé le transport de courant et de la distribution du potentiel inhomogène à l'interface de la diodes Schottky Ni / 4H-SiC dans la température 50 à 350 K, et aussi nous avons étudié la dépendance de la distribution potentielle sur la différence de hauteur de la barrière Schottky, le pincement sur la taille du patch, la température, le biais et le niveau de dopage à l'aide du logiciel de simulation numérique Silvaco-TCAD.

Bibliographies

[1] R. T. Tung, “Schottky-Barrier Formation at Single-Crystal Metal-Semiconductor Interfaces”, Phys. Rev. Lett. 52, 461 (1984).

[2] R. J. Hauenstein, T. E. Schlesinger, T. C. McGill, B. D. Hunt, and L. J. Schowalter, “Schottky barrier height measurements of epitaxial NiSi2 on Si”, Appl. Phys. Lett. 47, 853 (1985).

[3] D. R. Heslinga, I-I. H. Weitering, D. P. van der Werf, T. M. Klapwijk, and T. Hibma, “Atomic-structure-dependent Schottky barrier at epitaxial Pb/Si (111) interfaces”, Phys. Rev. Lett. 64, 1589 (1990).

[4] R. T. Tung, A. F. J. Levi, J. P. Sullivan, and F. Schrey, “Schottky-barrier inhomogeneity at epitaxial NiSi2 interfaces on Si (100)”, Phys. Rev. Lett. 66, 72 (1991).

[5] G. P. Das, P. Blochl, O. K. Andersen, N. E. Christensen, and O. Gunnarsson, “Electronic structure and Schottky-barrier heights of (111) NiSi2/Si A- and B-type interfaces”, Phys. Rev. Lett. 63, 1168 (1989).

[6] H. Fujitani and S. Asano, “Schottky barriers at NiSi2/Si (111) interfaces”, Phys. Rev. B 42, 1696 (1990).

[7] J. P. A. Charlesworth, A. Oschlies, R. W. Godby, R. J. Needs, and L. J. Sham, in Proceedings of the 20th International Conference on the Physics of Semiconductors (World Scientific, Singapore, 1990).

[8] R. T. Tung, “Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers”, Appl. Phys. Lett. ss, 2821 (1991).

[9] R.T.Tung, Electron Transport of Inhomogeneous Schottky Barriers, Appl. Phys. Lett., vol. 58, no. 24, pp. 2821-2823, Jun. 17, (1991).

[10] S. Soltani, A. Ferhat Hamida, “Silvaco-TCAD Simulation of inhomogeneous 4H-SiC Schottky barriers diodes”, 16th International Balkan Workshop on Applied Physics Constanţa, Romania, July 7-9, (2016).

[11] S. Soltani, A. Ferhat Hamida, “Study of barrier inhomogeneities using current–voltage characteristics of NI/4H-SIC Schottky diode”, 17th International Balkan Workshop on Applied Physics Constanţa, Romania, July 11-14, (2017).

[12] S. Soltani, A. Ferhat Hamida, “Study of Schottky Barrier Inhomogeneity by Silvaco TCAD Simulation”, 4th International Conference on Advances in Mechanical Engineering ICAME, Istanbul, Turkey, December 18-21, (2018).

[13] S. Soltani, A. Ferhat Hamida, “Study of Inhomogeneous barrier of Au/ n-InP Schottky diodes using Silvaco TCAD simulators”, 4th International Conference on Advances in Mechanical Engineering ICAME, Istanbul, Turkey, December 18-21, (2018).

[14] S. Soltani, A. Ferhat Hamida, “Study of Schottky barrier height inhomogeneity of W/4H‑SiC contact”, 5th International Conference on Advances in Mechanical Engineering ICAME, Istanbul, Turkey, December 17-19, (2019).

[15] G.P Ru, R.L. Van Meirhaeghe, S. Forment, Y.L. Jiang , X.P. Qu, S. Zhu, and B.Z. Li, “Voltage dependence of effective barrier height reduction in inhomogeneous Schottky diodes“, Solid-State Electron. 49, 606-611 (2005).

[16] T. Tunç, Ş. Altindal, I. Uslu, I. Dökme, and H. Uslu, “Temperature dependent current-voltage (I-V) characteristics of Au/n-Si (1 1 1) Schottky barrier diodes with PVA(Ni,Zn-doped) interfacial layer“, Mater. Sci. Semicond. Process. 14, 139-145 (2011).

[17] V. Janardhanam, Y.K. Park, K.S. Ahn, and C.J. Choi, “Carrier transport mechanism of Se/n-type Si Schottky diodes“, J. Alloys Compd. 534, 37-41(2012).

[18] J.J. Zeng, and Y.J. Lin, “Determination of Schottky barrier heights and Fermi-level unpinning at the graphene/n-type Si interfaces by X-ray photoelectron spectroscopy and Kelvin probe“, Appl. Phys. Lett.104, 133506 (2014).

[19] P.M. Gammon, E. Donchev, A. Perez-Toms, V.A. Shah, J.S. Pang, P.K. Petrov, M.R. Jennings, C.A. Fisher, P.A. Mawby, D.R. Leadley, and N. McN. Alford, “A study of temperature-related non-linearity at the metal-silicon interface“, J. Appl. Phys.112, 114513 (2012).

[20] S.U. Omar, T. S. Sudarshan, T.A. Rana, H. Song, and M.V.S. Chandrashekhar, “Large barrier, highly uniform and reproducible Ni-Si/4H-SiC forward Schottky diode characteristics: testing the limits of Tung's model“, J. Phys. D: Appl. Phys. 47, 295102 (2014).

[21] S.X. Dong, Y. Bai, Y.D. Tang, H. Chen, X.L. Tian, C.Y. Yang, and X.Y. Liu, “Analysis of the inhomogeneous barrier and phase composition of W/4H-SiC Schottky contacts formed at different annealing temperatures“, Chin. Phys. B. 27, 097305 (2018).

[22] G. Brezeanu, G. Pristavu, F. Draghici, M. Badila, and R. Pascu, “Characterization technique for inhomogeneous 4H-SiC Schottky contacts: A practical model for high temperature behavior”, J. Appl. Phys. 122, 084501 (2017).

[23] S. Shivaraman, L. H. Herman, F. Rana, J. Park, and M.G. Spencer, "Schottky barrier inhomogeneities at the interface of few layer epitaxial graphene and silicon carbide”, Appl. Phys. Lett. 100, 183112 (2012).

[24] D. Korucu, and A. Turut, “Temperature dependence of Schottky diode characteristics prepared with photolithography technique”, Int. J. Electron. 101, 1595-1606 (2014).

[25] A. Ferhat Hamida, Z. Ouennoughi, A. Sellai, R. Weiss, and H. Ryssel, “Barrier inhomogeneities of tungsten Schottky diodes on 4H-SiC”, Semicond. Sci. Technol.23,045005 (2008).

[26] J.H. Shin, J. Park, S. Jang, T. Jang, and K.S. Kim, “Metal induced inhomogeneous Schottky barrier height in AlGaN/GaN Schottky diode”, Appl. Phys. Lett. 102, 243505 (2013).

[27] H. Cetin, and E.Ayyildiz, “On barrier height inhomogeneities of Au and Cu/n-InP Schottky contacts”, Physica B. 405, 559-563 (2010).

[28] F. Roccaforte, F. Giannazzo, A. Alberti, M. Sper, M. Cannas, I. Cora, B. Pecz, F. Iucolano, and G. Greco, Mater. Sci. Semicond. Process. 94, 164-170 (2019).

[29] F. Iucolano, F. Roccaforte, F. Giannazzo, and V. Raineri, Barrier inhomogeneity and electrical properties of Pt⁄GaN Schottky contacts, Appl. Phys. Lett. 90, 092119 (2007).

[30] S.K. Tripathi, “Temperature-dependent barrier height in CdSe Schottky diode”, J Mater Sci 45, 5468-5471 (2010).

[31] I. Hussain, M. Y. Soomro, N. Bano, O. Nur, and M. Willander, “Systematic study of interface trap and barrier inhomogeneities using IVT characteristics of Au/ZnO nanorods Schottky diode”, J. Appl. Phys. 113, 234509 (2013).

[32] J. P. Sullivan, R. T. Tung, M. R. Pinto, and W. R. Graham, “Electron transport of inhomogeneous Schottky barriers: A numerical study“, J. Appl. Phys. 70, 7403 (1991).

Chapitre 4 :

Les applications sur les structures NiV/Si

Les applications sur les structures NiV/Si

4.1 Introduction

Dans ce chapitre on va appliquer les modèles Werner et Tung sur une structure NiV/Si. Les matériaux de nickel-vanadium (NiV) ont diverses applications dans l'industrie des semiconducteurs [1]. Bien que les contacts Schottky au nickel (Ni) et au vanadium (V) avec Si de type n aient été fabriqués et caractérisés séparément dans [2] et [3], respectivement, Gammon et al. [4] ont été les premiers à étudier le contact NiV / Si Schottky. Néanmoins, l'étude réalisée dans [4] consiste uniquement à étudier la non-linéarité liée à la température à l'interface NiV / Si. De plus, le modèle de Tung a été utilisé dans [4] et divers défauts ont été observés dans le modèle. En effet, les auteurs de [4] ont rapporté une faible précision du modèle de Tung aux températures les plus basses, qui est due à la divergence aux basses températures des deux chemins de courant intégrés au modèle de Tung. À notre connaissance, il n'existe aucun travail existant qui ait rapporté les caractéristiques de transport électrique de la diode NiV / n-Si Schottky. Cela nous motive à étudier les caractéristiques de transport actuelles des diodes NiV / Si Schottky dans une large plage de températures de 75 à 300 K.

Dans la partie suivante, nous caractérisons la diode NiV / Si Schottky sur silicium de type n (Si) dans la plage de température de 75 à 300 K. Pour obtenir les valeurs de la résistance série, du facteur d'idéalité et de la hauteur de la barrière, nous employons la théorie de l'émission thermoïonique et la méthode d'optimisation verticale. Par la suite, nous utilisons le modèle de Werner sous l'hypothèse d'une distribution gaussienne de la hauteur de la barrière pour analyser la dépendance à la température des valeurs obtenues. Pour cela, nous extrayons les valeurs de divers paramètres qui caractérisent la diode NiV / Si Schottky, comme la moyenne $\bar{\phi}_B$ et l'écart type σ de la hauteur de la barrière, ainsi que les coefficients de tension ρ_2 et ρ_3. De plus, au moyen du graphique de Richardson modifié, et en utilisant les valeurs obtenues de $\bar{\phi}_B$ et σ, nous déterminons la valeur corrigée de la constante de Richardson. Enfin, nous étudions la dépendance à la température du facteur d'idéalité et montrons de l'effet T_0.

Nous présenterons après, le modèle de Tung dans la même plage de température 75 à 300 K, et il est révélé que tous les paramètres (la densité des patchs C_1, l'écart type σ et la hauteur de la barrière ϕ_B) du modèle montrent une dépendance à la température, et en utilisant les valeurs obtenues de ϕ_B et σ, nous déterminons la valeur corrigée de la constante de Richardson. Dernière partie est consacrée entièrement à la comparaison entre les modèles Werner et Tung dans les contacts métal-semiconducteur à base du NiV-Si.

4.2 Détails expérimentaux

Tous les détails sur la procédure de fabrication ont été publiés dans [4]. En bref, cependant, les diodes NiV Schottky ont été fabriquées sur des substrats de silicium de type n (100). Le substrat est constitué d'un substrat (100) Si fortement dopé n (1.2×10^{19} cm^{-3}) et d'une couche épitaxiale légèrement dopée au phosphore de 2 µm (1×10^{16} cm^{-3}). Les diodes pseudo-verticales ont été fabriquées en nettoyant d'abord les surfaces avec un nettoyage RCA standard, suivi d'une gravure au plasma CF4 de 3 µm dans un graveur ionique réactif Sentech Etchlab 200 pour créer une structure mesa qui expose le substrat hautement dopé. Un contact de cathode Ti commun a ensuite été pulvérisé sur la surface hautement dopée exposée et rendue rugueuse à l'aide d'un système de dépôt Mantis QPrep, avant d'être recuit dans un système de recuit thermique rapide Heatpulse 610 pendant 30 secondes à 800 ℃ dans une atmosphère d'argon. Du NiV a ensuite été pulvérisé sur la surface mesa pour former le contact anodique. Après le soudage par fil, les dispositifs ont été caractérisés à l'aide d'une installation de test de cryostat à cycle fermé entièrement automatisée, qui a pris des mesures courant-tension (I-V) entre 75 et 300 K à des intervalles de 25K.

4.3 Analyse Thermoïonique : résultats et discussion

4.3.1 ANALYSE DE BARRIERE HOMOGENE

Les mesures de courant-tension électrique direct sont analysées à l'aide de la théorie standard d'émission thermoïnique (TE). Selon ce dernier, la relation I-V théorique pour une interface métal-semi-conducteur est donnée par [5,6]

$$I = I_s\left[\exp\left(\frac{\beta}{n}(V - R_s I)\right) - 1\right] \tag{4.1}$$

avec le courant de saturation I_s défini par

$$I_s = AA^*T^2 \exp(-\beta\phi_B) \tag{4.2}$$

où $\beta = q/kT$ est la tension thermique inverse, q est la charge électrique élémentaire, T est la température, k est la constante de Boltzmann, ϕ_B est la hauteur de la barrière, R_s est la résistance série de la diode, V est la tension appliquée, n est le facteur d'idéalité , A est la surface de la diode Schottky, et A^* est la constante de Richardson.

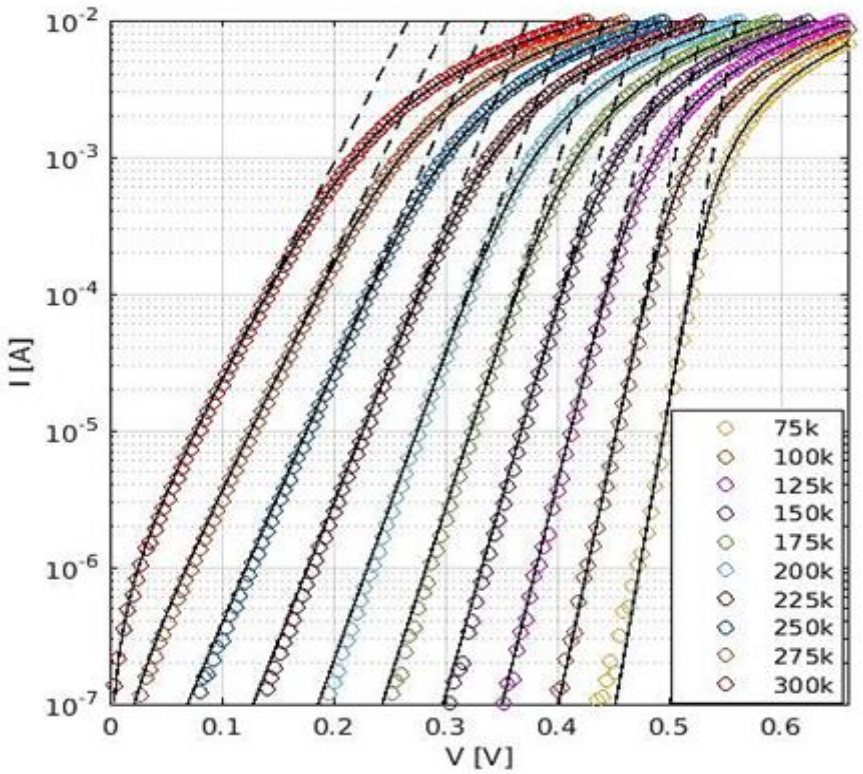

Figure 4.1 : Les tracés expérimentaux et ajustés (I – V) à différentes températures. Les lignes en pointillés représentent l'ajustement linéaire de la méthode standard et les lignes pleines représentent l'ajustement en utilisant la VOM.

Les courbes expérimentales I-V obtenues de la diode NiV / Si sont représentées sur la Fig. (4.1) pour différentes valeurs de température. Notre objectif est alors de trouver les valeurs des paramètres de (4.1) qui correspondent le mieux aux données expérimentales I-V, c'est-à-dire de trouver les valeurs du facteur d'idéalité n, de la résistance série R_s et du courant de saturation I_s. La hauteur de la barrière peut alors être trouvée en utilisant (4.2) et la valeur théorique de la

constante de Richardson $A^*_{\mathrm{th}} = 112\ \mathrm{A/cm^2\ K^2}$ de type n-Si [7]. Une approche simple qui peut être utilisée pour effectuer cette tâche est la méthode standard, qui néglige la résistance série et déduit, respectivement, n et I_s de la pente et de l'intersection de la région linéaire de la courbe $\ln(I)$ en fonction de V. L'ajustement linéaire de la méthode standard pour le cas de la diode NiV / Si est illustré sur la Fig. (4.1) (lignes pointillées). Comme on peut le voir sur cette figure, à chaque température, l'ajustement linéaire n'est valable que pour une partie de la courbe I-V, ce qui est dû à l'existence d'une résistance série non nulle. Dans le but de trouver les valeurs de n, I_s et R_s qui correspondent le mieux aux données I-V dans toutes les régions, nous utilisons la méthode d'optimisation verticale (VOM) [8,9]. Soit $\hat{I}_k$ et $\hat{V}_k$ le k^{th} courant et tension mesurés à une température T donnée, respectivement, et I_k le courant théorique correspondant obtenu en posant $V = \hat{V}_k$ dans (4.1). Le VOM cherche à trouver les valeurs des paramètres n, I_s, et R_s qui minimisent la fonction de coût donnée par

$$S = \sum_{k=1}^{N} \left(\frac{I_k - \hat{I}_k}{I_k} \right)^2 \tag{4.3}$$

avec N étant le nombre total de mesures. Par conséquent, les valeurs de n, I_s et R_s peuvent être obtenues en résolvant le système d'équations donné par (4.4) nous avons résolu en utilisant la méthode de Newton – Raphson [9,10].

$$\begin{cases} \dfrac{\partial S}{\partial n} = 2 \displaystyle\sum_{k=1}^{N} \left(\frac{I_k - \hat{I}_k}{I_k^3} \right) \hat{I}_k \frac{\partial I_k}{\partial n} = 0 \\ \dfrac{\partial S}{\partial I_s} = 2 \displaystyle\sum_{k=1}^{N} \left(\frac{I_k - \hat{I}_k}{I_k^3} \right) \hat{I}_k \frac{\partial I_k}{\partial I_s} = 0 \\ \dfrac{\partial S}{\partial R_s} = 2 \displaystyle\sum_{k=1}^{N} \left(\frac{I_k - \hat{I}_k}{I_k^3} \right) \hat{I}_k \frac{\partial I_k}{\partial R_s} = 0 \end{cases} \tag{4.4}$$

Les résultats obtenus de n, ϕ_B, et R_s pour différentes valeurs de la température, sont présentés sur les Fig. (4.2) et Fig. (4.3). De plus, les courbes IV théoriques obtenues à partir de (4.1) avec les valeurs correspondantes des paramètres obtenus par le VOM sont représentés sur la Fig. (4.1) (lignes pleines). Il ressort clairement de la Fig (4.1) que les résultats expérimentaux et théoriques présentent un excellent accord. De plus, on peut voir d'après les résultats des Fig. (4.2) et Fig. (4.3) que, à mesure que la température augmente, les valeurs de la hauteur de la barrière et de la résistance série augmentent (de $\phi_B = 0.461$ eV et $R_s = 15.188\,\Omega$ à $T = 75$ K à $\phi_B = 0.624$ eV et $R_s = 16.145\,\Omega$ à $T = 300$ K), tandis que la valeur du facteur d'idéalité décroît (de $n = 1{,}453$ à $T = 75\,K$ à $n = 1{,}07$ à $T = 300\,K$). La dépendance à la température du facteur d'idéalité et la hauteur de la barrière qui sont rapportées ci-dessus sont dues aux inhomogénéités de la barrière Schottky. En effet, la relation linéaire entre la hauteur de la barrière et le facteur d'idéalité est démontrée sur la Fig (4. 4) et c'est une signature d'inhomogénéités [11,12,13].

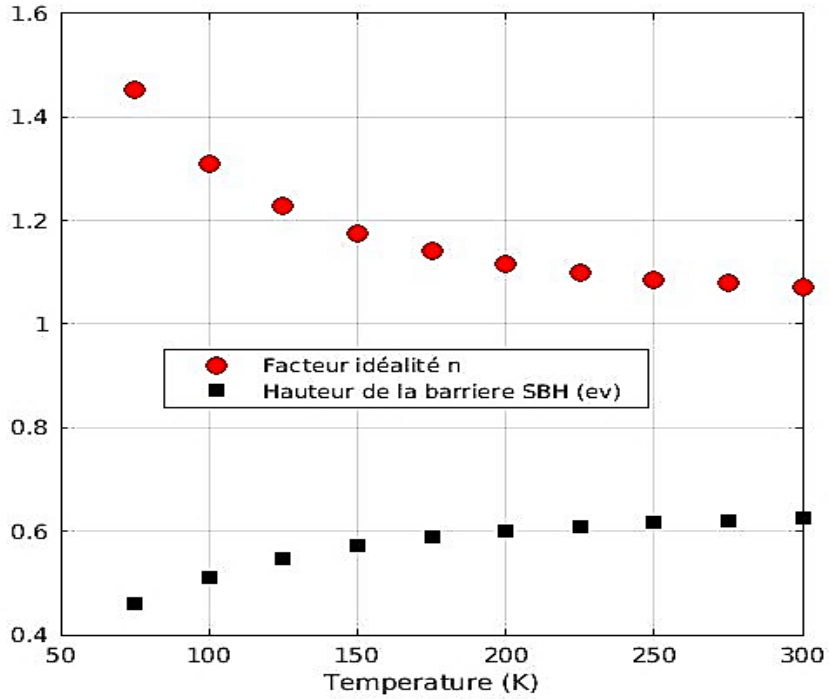

Figure 4.2 :Le facteur d'idéalité et la hauteur de barrière de la diode NiV / Si Schottky en fonction de la température.

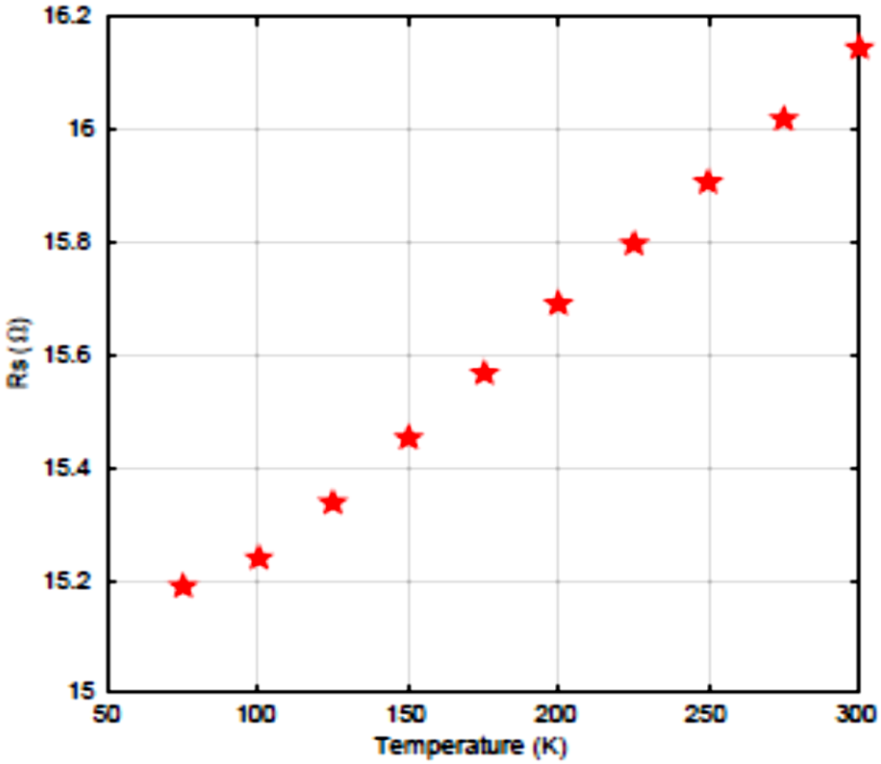

Figure 4.3 : Dépendance à la température de la résistance série pour la diode NiV / Si Schottky

4.4 Analyse Werner résultats et discussion

4.4.1 ANALYSE DE BARRIERE INHOMOGENE

Comme mentionné précédemment dans la section d'introduction, les inhomogénéités de la barrière Schottky peuvent être expliquées en utilisant le modèle de Werner sous l'hypothèse d'une distribution gaussienne de la hauteur de la barrière. La fonction de densité de probabilité de la hauteur de la barrière est donnée par

$$P(\phi_B) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(\phi_B - \bar{\phi}_B)^2}{2\sigma^2}\right) \tag{4.5}$$

où ϕ_B, $\bar{\phi}_B$, et σ sont respectivement la hauteur de la barrière, sa moyenne et son écart type. De plus, un biais linéaire de $\bar{\phi}_B$ et une dépendance au biais quadratique de σ sont supposés dans le modèle de Werner, c-à-d.

$$\bar{\phi}_B - \bar{\phi}_{B0} = \rho_2 V \tag{4.6}$$

et

$$\sigma^2 - \sigma_0^2 = \rho_3 V \tag{4.7}$$

où ρ_2 et ρ_3 sont des coefficients indépendants de la température. Par conséquent, le courant total à travers le contact Schottky peut être obtenu comme

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} i(\phi_B, V)\, P(\phi_B)\, \mathrm{d}\phi_B \tag{4.8}$$

avec $i(\phi_B, V)$ étant le courant à une hauteur de barrière donnée ϕ_B et la tension V. En remplaçant respectivement $i(\phi_B, V)$ et $P(\phi_B)$ de (4.1) et (4.5), (4.8) donne

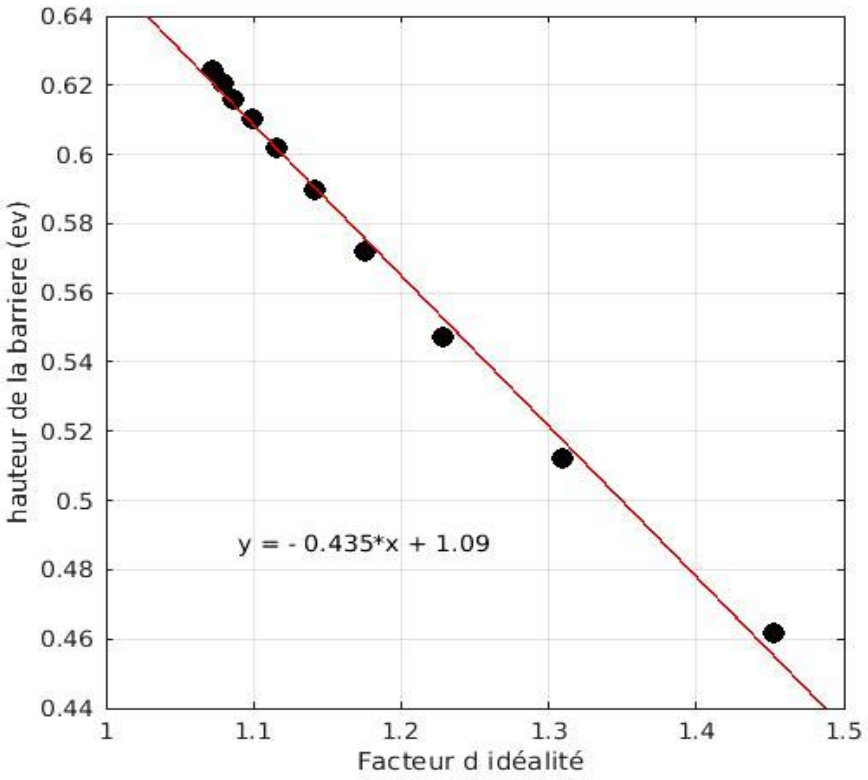

Figure 4.4 : La relation entre la hauteur de la barrière et le facteur d'idéalité.

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{\beta}{n_{\mathrm{ap}}} (V - R_s I) \right) - 1 \right] \tag{4.9}$$

Où

$$I_0 = AA^*T^2 \exp(-\beta\phi_{\mathrm{ap}}), \tag{4.10}$$

n_{ap} et ϕ_{ap} sont respectivement la hauteur apparente de la barrière et le facteur d'idéalité apparente, qui sont donnés dans le modèle de Werner par [14-17]

$$\phi_{\mathrm{ap}} = \bar{\phi}_{B0} - \frac{\beta\sigma_0^2}{2} \tag{4.11}$$

Et

$$\frac{1}{n_{\mathrm{ap}}} = 1 - \rho_2 + \frac{\beta\rho_3}{2} \tag{4.12}$$

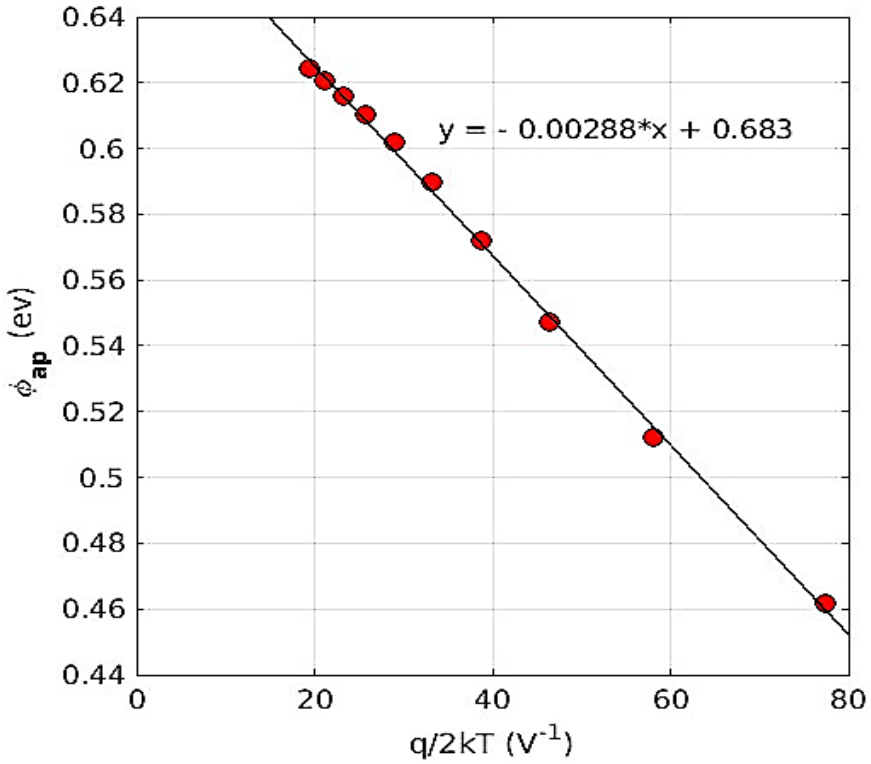

Figure 4.5 : La hauteur apparente de la barrière $\boldsymbol{\phi_{ap}}$ par rapport à $\boldsymbol{q/2kT}$.

D'après l'équation (4.11), le graphique de ϕ_{ap} en fonction de $q/2kT$ devrait être une ligne droite. Le tracé de ϕ_{ap} en fonction de $q/2kT$ pour la diode NiV / Si est donné sur la Fig. (4.5). Comme le montre cette figure, les résultats sont en bon accord avec (4.11), et donc les valeurs $\bar{\phi}_{B0} = 0.68$ eV et $\sigma_0 = 53.665$ mV sont obtenus à partir de ce graphique. La figure (4.6) montre le tracé $(n_{\mathrm{ap}}^{-1} - 1)$ en fonction de $q/2kT$ de la diode NiV / Si. Comme on le voit, les résultats obtenus

sont conformes à (4.12). Par conséquent, les valeurs des coefficients de tension $\rho_2$et ρ_3 peuvent être obtenues, respectivement, à partir de l'intersection et de la pente de la courbe de la Fig (4.6) comme $\rho_2 = -0.0188$ et $\rho_3 = -4.322$ mV.

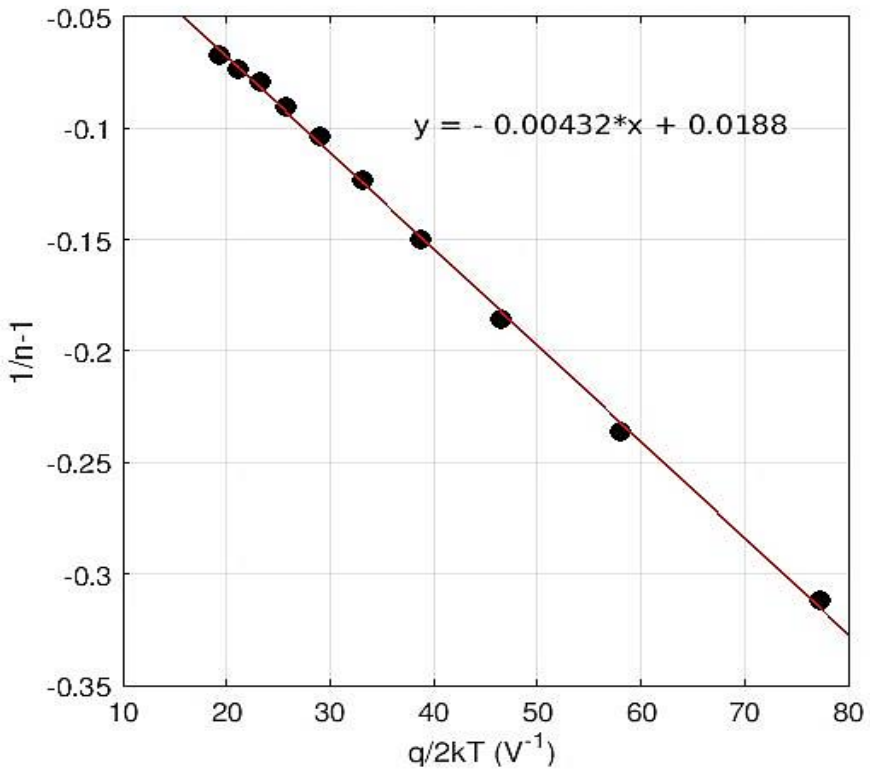

Figure 4.6 : La courbe $(\mathbf{1/n^{-1} - 1})$ en fonction de $\boldsymbol{q/2kT}$ de la diode Schottky NiV / Si selon la distribution gaussienne.

4.4.2 RICHARDSON ET RICHARDSON MODIFIES

Le plot de Richardson conventionnel de $\ln(I_s/T^2) = \ln(AA^*) - \beta\phi_B$ en fonction de q/kT est généralement utilisé pour déterminer la hauteur de la barrière et la constante de Richardson A^* sont obtenues comme $\phi_B = 0.410$ eV et $A^* = 3.072\ 10^{-3}$ A/cm^{2}K^2, respectivement. Ici la barrière est très petite et A^* est très petite, cependant, la valeur obtenue de la constante de Richardson est bien inférieure à la valeur théorique de 112 A/cm^{2}K^2 du Si de type n [7]. La faible valeur de la constante de Richardson suggère que la surface efficace est beaucoup plus petite que la surface de la diode [18]. De plus, il ressort de la Fig. (4.7) que le tracé de Richardson conventionnel s'écarte de la linéarité, ce qui est dû à l'inhomogénéité de la hauteur de la barrière [17,19]. Ce comportement anormal

peut être expliqué en tenant compte de l'inhomogénéité de la hauteur de la barrière, qui peut être obtenue en combinant (4.10) et (4.11) comme

$$\ln\left(\frac{I_0}{T^2}\right) - \frac{\beta^2\sigma^2}{2} = \ln(AA^*) - \beta\bar{\phi}_{B0} \tag{4.13}$$

Le tracé de Richardson modifié de $\ln(I_0/T^2) - \beta^2\sigma^2/2$ en fonction de q/kT pour la diode NiV / Si Schottky selon (4.13) est illustré à la Fig. (4.8). Comme

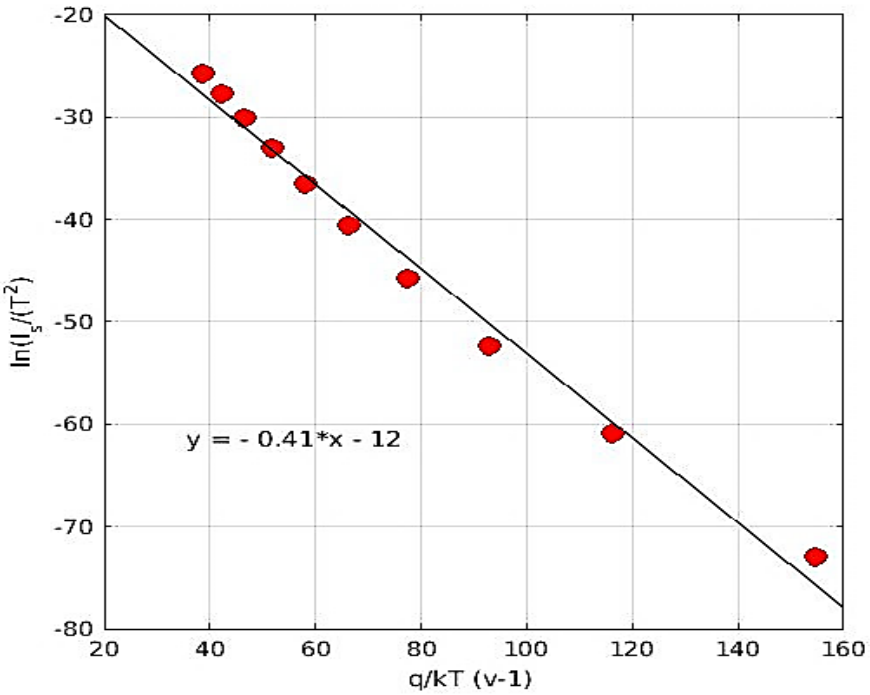

Figure 4.7 : Richardson conventionnel pour la diode Schottky NiV / Si.

on le voit, le graphique est bien ajusté par une ligne droite qui donne respectivement $\bar{\phi}_{B0} = 0.68$ eV et $A^* = 111.56$ A/cm^{2}K^2 à partir de l'intersection et de la pente. La valeur obtenue de $\bar{\phi}$ correspond parfaitement à la valeur de la barrière Schottky limite (0.683) qui a été obtenue à partir du graphique de la Fig. (4.5). De plus, la valeur obtenue de la constante de Richardson est très proche de la valeur théorique de 112 A/cm^{2}K^2 de Si de type n. Ces résultats indiquent clairement l'utilité et la validité du diagramme de Richardson modifié.

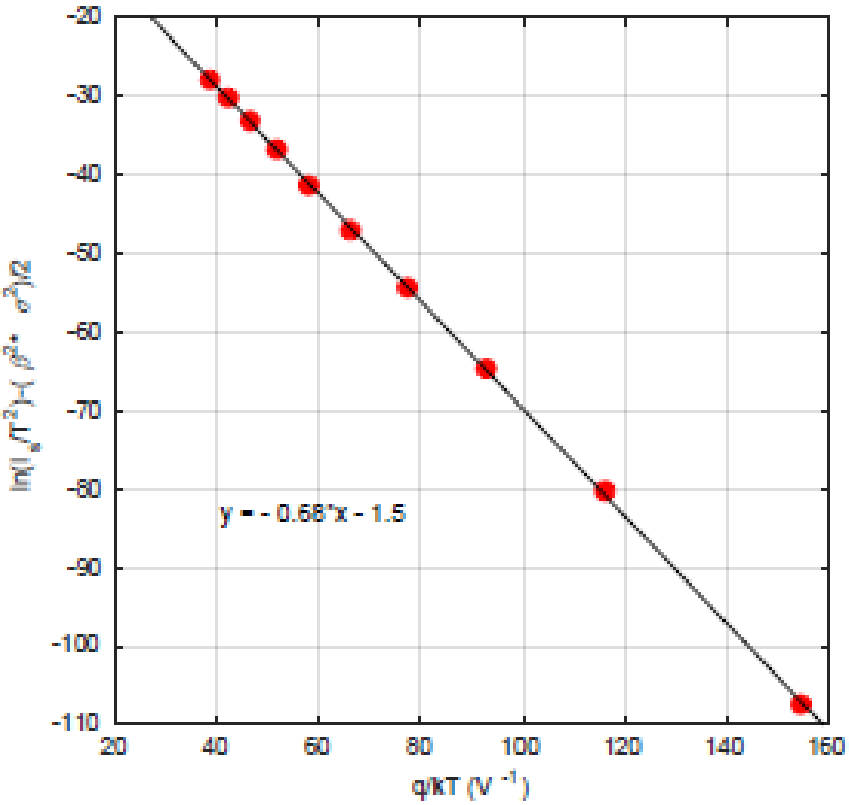

Figure 4.8 : Richardson modifié pour la diode NiV / Si Schottky.

4.4.3 EFFET T_0

La variation du facteur d'idéalité avec la température dans les diodes Schottky est connue sous le nom d'effet T_0, ou encore sous le nom d'anomalie T_0 [18,20]. Selon Saxena [21], la dépendance à la température du facteur d'idéalité est généralement donnée par

$$n(T) = 1 + \frac{T_0}{T} \tag{4.14}$$

où T_0 est une constante positive appelée température excessive. D'autre part, selon Werner, la dépendance à la température du facteur d'idéalité peut être obtenue à partir de (4.15) comme

$$n(T) = \frac{1}{1 - \rho_2 + \frac{q\rho_3}{2kT}} \tag{4.15}$$

Dans le cas de $|\rho_2| \ll |q\rho_3/2kT| \ll 1$ qui est valable pour la plupart des cas de diodes Schottky [16], $n(T)$ dans (4.15) peut être approximé comme [16]

$$n(T) \approx 1 - \frac{q\rho_3}{2kT}, \tag{4.16}$$

qui est de la même forme que (4.14). Par conséquent, en comparant (4.14) et (4.16), une approximation théorique de T_0 peut être obtenue comme

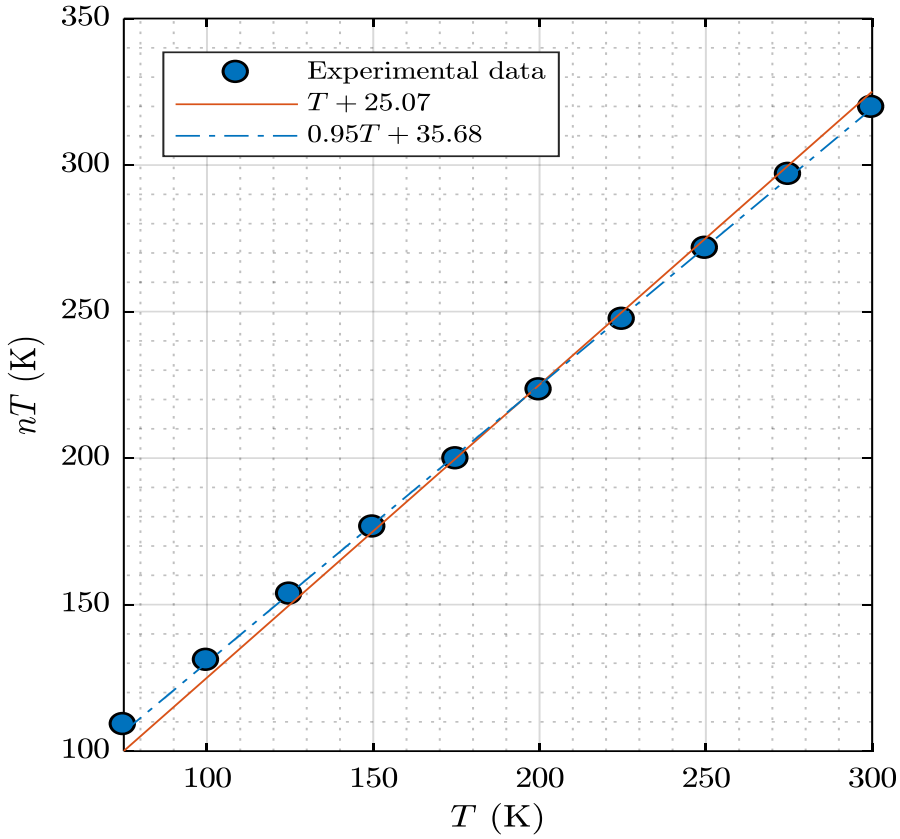

Figure 4.9 : *nT* en fonction de ***T*** pour la diode NiV / Si Schottky indiquant la dépendance à la température du facteur d'idéalité.

$$T_0 \approx -\frac{q\rho_3}{2k} \tag{4.17}$$

En utilisant la valeur calculée de $\rho_3 = -4.322$ mV, nous obtenons à partir de (4.17), $T_0 \approx 25.07$ K. Diode NiV / Si Schottky. Sur la même figure, le graphique nT en fonction de T correspondant à (4.16) avec la valeur calculée de T_0 est également montré. Comme on peut le voir sur la Fig. (4.9), (4.16) se rapproche bien de la dépendance à la température du facteur d'idéalité. Néanmoins, il est

évident que, contrairement à (4.16), la pente des données expérimentales s'écarte légèrement de l'unité. Une telle déviation de la pente a été observée dans diverses diodes Schottky [16] et elle est principalement due à la dépendance à la température de T_0 [8,20]. De plus, (4.16) est dérivé d'une approximation qui n'est pas toujours exacte [20]. En effet, dans notre cas, la condition de $|q\rho_3/2kT| \ll 1$ est faiblement valide dans la plage de température considérée. Par conséquent, comme cela a été rapporté dans plusieurs travaux [16,18,20,22,23], la dépendance à la température du facteur d'idéalité, dans ce cas, est donnée par

$$n(T) = n_0 + \frac{\tilde{T}_0}{T} \tag{4.18}$$

avec n_0 et $\tilde{T}_0$ peut être obtenu pour la diode NiV / Si à partir de la pente et de l'intersection de l'ajustement linéaire du tracé expérimental nT en fonction de T comme $n_0 = 0.95$ et $\tilde{T}_0 = 36$ K. Comme le montre la Fig. (4.9), avec les valeurs obtenues de n_0 et $\tilde{T}_0$, (4.18) décrit la dépendance à la température du facteur d'idéalité plus précisément que (4.16).

4.5 Analyse Tung résultat et discussion

4.5.1 ANALYSE DE BARRIERE INHOMOGENE

La théorie de Tung est basée sur la théorie TE et les solutions de l'équation de Poisson en présence d'un HB inhomogène. Il a noté que le modèle est dans une erreur significative lorsque le HBS varie spatialement sur une échelle inférieure ou comparable à la largeur de la ZCE (c-à-d. les interactions entre les régions ou les patchs) le courant est donné par [11].

$$I_{\text{total}} = A_T^* A\, T^2 \exp(-\beta\phi_B^0)\,[\exp(\beta V_a) - 1]\left[1 + \frac{8C_1\sigma_1^2\pi\eta^{1/3}}{9V_{bb}^{1/3}}\exp\left(\beta^2\frac{\sigma_T^2}{2\eta^{2/3}}V_{bb}^{2/3}\right)\right] \tag{4.19}$$

Ainsi, le courant de saturation modifié peut être écrit comme

$$I_S = C_1 A_T^* S_{eff}\, T^2 \exp\left(-\beta\phi_{eff}\right) \tag{4.20}$$

Une HBS effective

$$\phi_{eff} = \phi_B^0 - \beta\frac{V_{bb}^{2/3}\sigma_T^2}{2\eta^{2/3}} \tag{4.21}$$

Et la surface effective

$$S_{eff} = \frac{8\sigma_T^2 \pi \eta^{1/3}}{9V_{bb}^{1/3}} \tag{4.22}$$

$\eta = \varepsilon_s \varepsilon_0 / qN_d$, ε_s et N_d sont la constante diélectrique et la densité de dopant du substrat semi-conducteur.C_1 est le nombre de patchs couvrant la surface de la diode en tant que paramètre libre et S_{eff}est la surface effective d'un patch à faible HB, $C_1 S_{eff}$ représente la valeur de la surface effective totale des patchs contribuant au transport du courant, il donne le nombre de patchs dans le contact [11]. La Fig. (4.10) donne une valeur $\sigma_T = 6.8\ 10^{-5} cm^{2/3} V^{1/3}$ dans la plage de température 75 à 300 K. La valeur de $S_{eff} = 0.1267\ 10^{-11} cm^2$ à 300K et $0.1359\ 10^{-11} cm^2$ à 75K ont été déterminées à partir de (4.22) et la valeur nombre de patchs $C_1 = 0.629\ 10^8$. Ainsi, $C_1 S_{eff} = 7.984\ 10^{-5} cm^2$ à 300 K et $8.562\ 10^{-5} cm^2$ à 75 K.

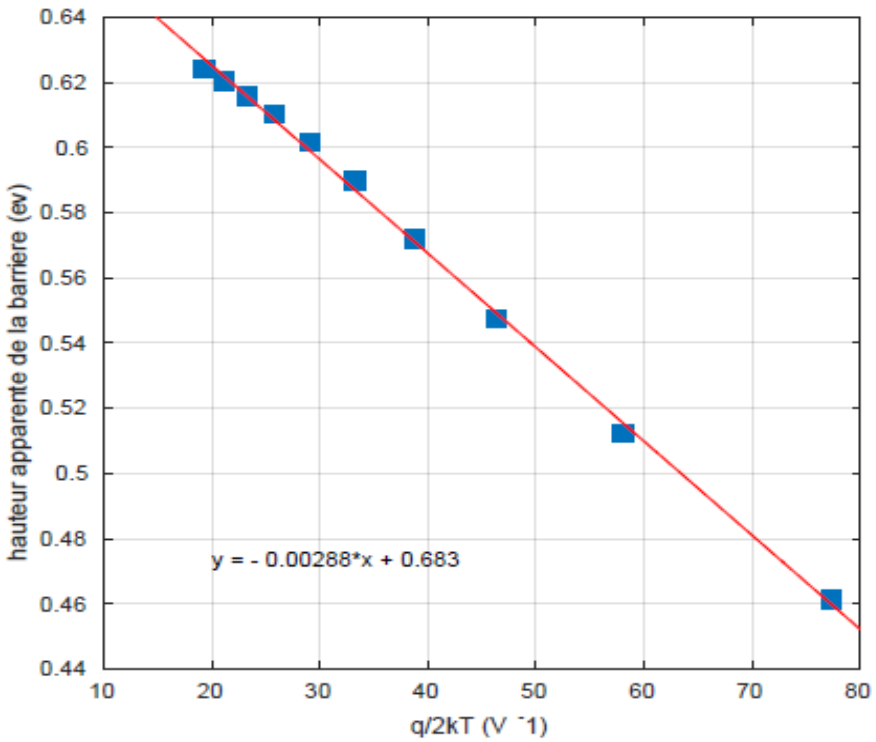

Figure 4.10 : La hauteur apparente de la barrière $\boldsymbol{\phi_{ap}}$ par rapport à $\boldsymbol{q/2kT}$.

4.5.2 PARAMETRE DEPENDENT DE LA TEMPERATURE

Nous étudions l'inhomogénéité liée à la température à une interface de la diodes Schottky NiV/Si, en utilisant le modèle de Tung [11], dans la plage de température 75 à 300 K pour y parvenir ; Il est révélé que tous les paramètres du

modèle montrent une dépendance à la température sauf la hauteur de la barrière Schottky indépendant de la température.

A. Extraction des paramètres du modèle de Tung

Pour extraction des paramètres du modèle de Tung (ϕ_B, σ et C_1), nous avons opté pour une optimisation au sens des moindres carrées.
La fonction objective a minimisé est

$$S = \sum_{k=1}^{N} \left(\frac{I_k - \hat{I}_k}{I_k} \right)^2 \tag{4.23}$$

Ou $\hat{I}_k$ est donné par (4.19). Vu, la complexité du calcul des dérivées, on a préféré faire l'optimisation par les algorithmes génétiques (AG). Nous avons utilisé le Tolbox Matlab en prenant comme nombre de chromosomes 20000 après plusieurs essais.

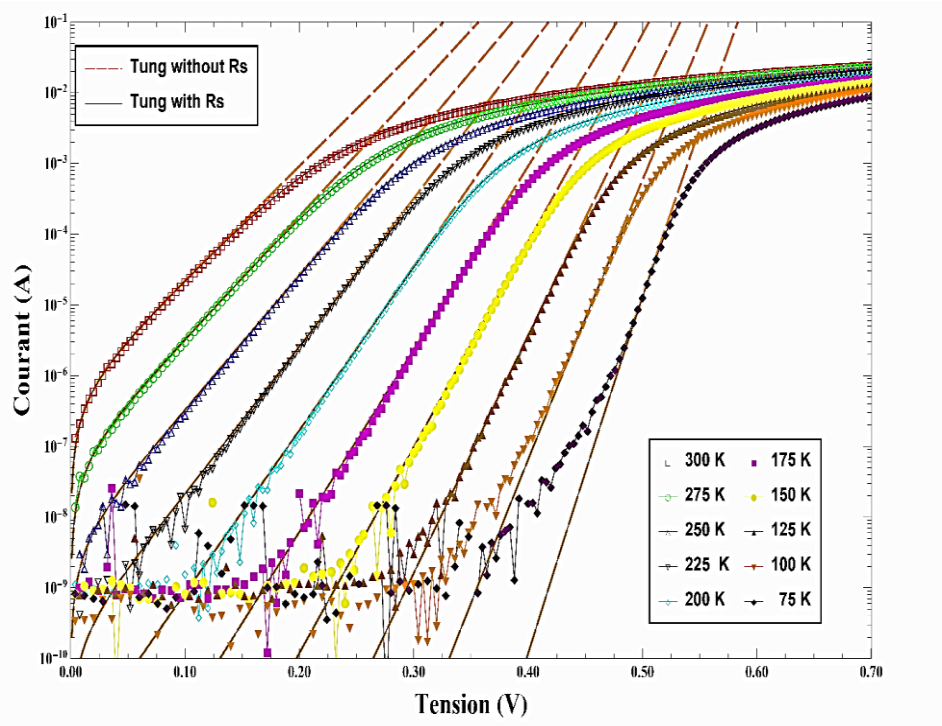

Figure 4.11: Les tracés expérimentaux et ajustés (I – V) à différentes températures. Les lignes en pointillés représentent modèle Tung sans résistance série et les lignes pleines représentent modèle Tung avec résistance série.

Les AGs ont été appliqués à chaque températures dans la région linéaire du courant, pour éliminer l'effet de R_s. La Fig. (4.11) montre les résultats des fitting a titre de comparaison on a représenté sur la figure les courbes correspondant à l'incorporation de R_s dans (4.19). On remarque le très bon accord entre les courbes. Ceci confirme la validité de notre approche. Les résultats obtenus des paramètres (ϕ_B, σ et C_1), sont détailles dans ce qui suivant

1. **Dépendance de la température de C_1**

Tung suppose, dans son travail théorique original [11], que la densité de patchs C_1 est indépendante de la température, cependant Gammon a constaté que C_1 dépend de la température [4,24] (4H-SiC, Si).

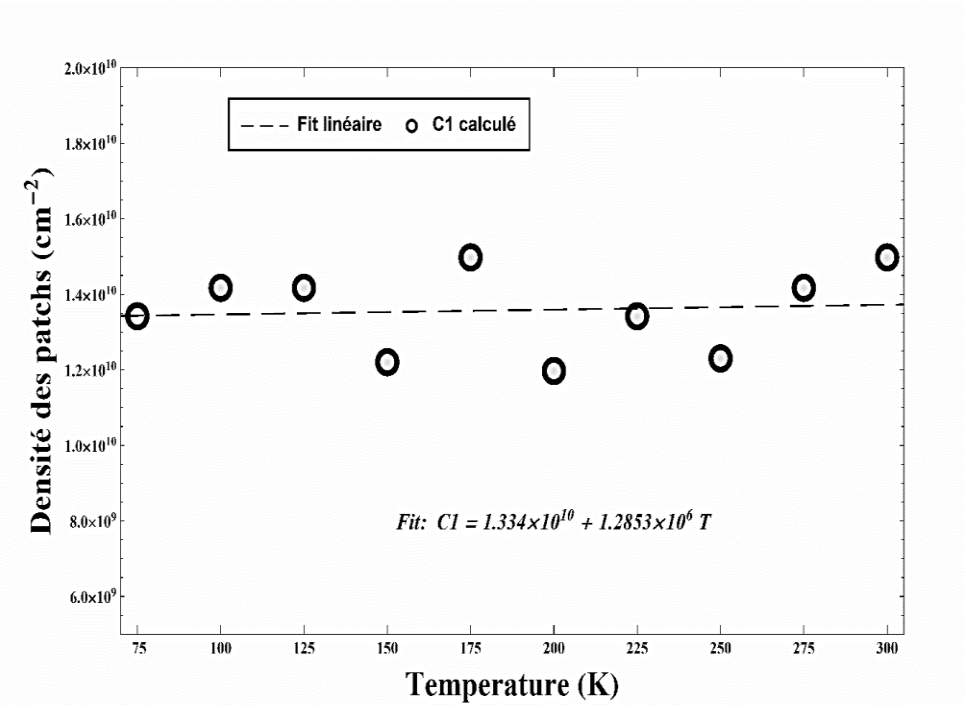

Figure 4.12 : Densité des patchs dépendent de la température pour la diode Schottky NiV/Si. Les lignes en pointillés représentent fit linéaire et cercle représentent $\boldsymbol{C_1}$ calculé.

Il a noté que Gammon a utilisé une méthode d'optimisation sous Matlab. Fig (4.12) montre les valeurs extraites de C_1 en fonction de la température. Elles varient entre $1.2\ 10^{10} cm^{-2}$ et $1.5\ 10^{10}\ cm^{-2}$ avec ajustement linéaire selon la relation $C_{1,T} = 1.334\ 10^{10} + 1.285\ 10^{6} T$.

Nous constatant que la densité totale des patchs dans l'interface de la diode doit varier parce que le nombre de patchs actifs pour chaque zone a sa propre température. Ceci confirme que C_1 dépend de la température.

2. Dépendance de la température de ϕ_B

Tung suppose que ϕ_B est indépendant de la température cependant, Gammon dit le contraire. Comme le montre Fig (4.13), il existe une corrélation linéaire entre la température et ϕ_B, elle varie entre 0.645 eV et 0.652 eV avec un ajustement linéaire $\phi_B^0 = 0.6551\text{-}3.432\ 10^{-5}T$.

$$\phi_B = \phi_B^0 + \alpha_{\phi,T}T \tag{4.24}$$

Vu qu'il est connu que la barrière de Schottky a augmenté lorsque de température augmente, et vu la très petite valeur de $\alpha_{\phi,T}$ qui ne donnerait qu'une contribution de quelques mV, à la barrière par une température de 300K.

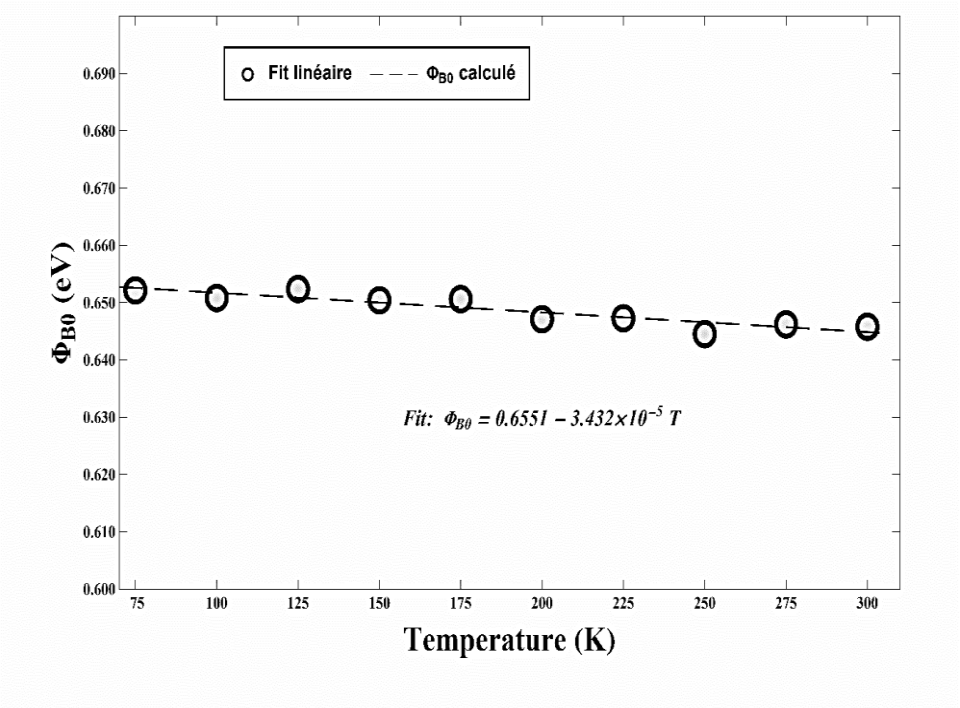

Figure 4.13 : La hauteur de la barrière dépend de la température des diodes Schottky NiV/Si. Les lignes en pointillés représentent fit linéaire et cercle représentent $\boldsymbol{\phi_{B0}}$ calculé.

On est amené a jugé que les variations qu'on voit sur Fig. (4.13) sont relié aux erreurs de calcul (erreurs d'arrondi) la barrière ϕ_B est constante. Elle est égale à : $\phi_B^0 = 0.649 \pm 3.5$ meV. Ceci confirme l'hypothèse de Tung que ϕ_B est indépendant de la température.

3. Dépendance de la température de σ

À partir de Fig (4.14), nous pouvons voir que la valeur σ augmente avec l'augmentation de la température (ajustement linéaire). Nous trouvons $\sigma \in [\,4.5\,10^{-5} + 6.310^{-5})\,cm^{2/3}/V^{1/3}]$ c'est une large variation et l'ajustement linéaire $\sigma = 4.203\,10^{-5} + 7.418\,10^{-8}T$, pour une variation de 300K on a une variation de $2\,10^{-5}\,cm^{2/3}/V^{1/3}$. Cela signifie que lorsque la température augmente, les patchs deviennent très actifs, ceci confirme que σ dépend de la température.

4.5.3 L'INTERPRETATION

Il y a deux choses on a interprété le facture d'idéalité n et l'effet de T_0

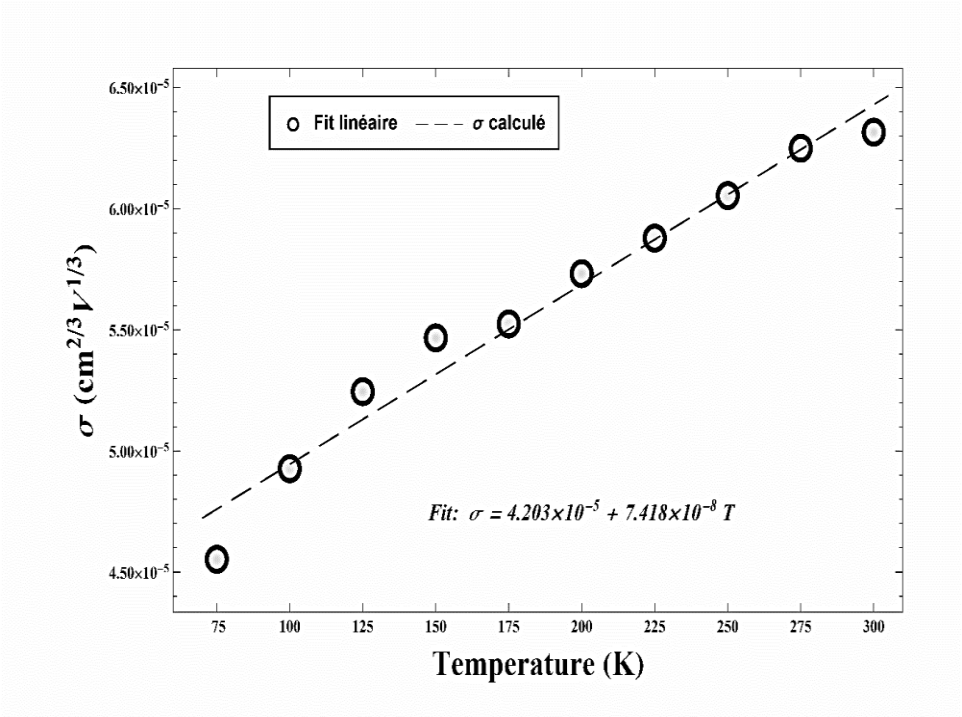

Figure 4.14: L'écart type dépendent de la température des diodes Schottky NiV/Si. Les lignes en pointillés représentent fit linéaire et cercle représentent $\boldsymbol{\sigma}$ calculé.

A- La variation facture d'idéalité n

Tung propose la relation dans (4.25) en utilisant cette relation on a trouvé les valeurs portées sur Fig (4.15), on remarque la bonne concordance entre ces

valeurs et celles trouvé par l'analyse TE thermoïonique, au contraire de celles barrière avec Werner (vois Fig(4.2)).

$$n_{tot} \approx 1 + \beta^2 \frac{\sigma_T^2 V_{bb}^{2/3}}{3\beta\eta^{2/3}} \tag{4.25}$$

B- La variation de l'effet de T_0

Tung propose la relation suivante pour l'interpréter T_0

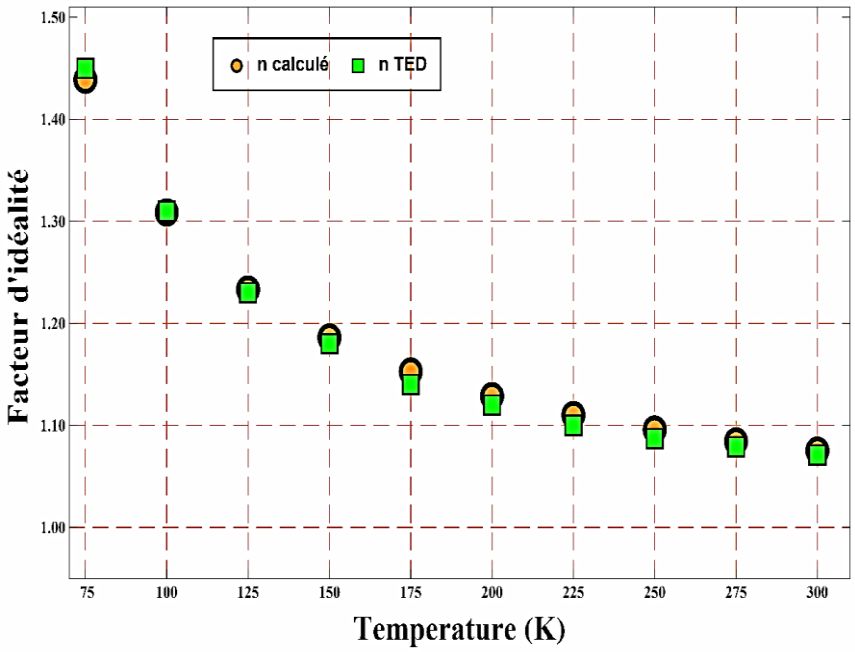

Figure 4.15: Les facteurs d'idéalités qui dépendant de la température de la diode NiV / Si Schottky sont affichés, et nous notons que (n-calcule) est exactement le même que (n-TED).

$$T_0 = \frac{\sigma_T^2 q V_{bb}^{-1/3}}{3k_B\eta^{2/3}} \tag{4.26}$$

Sur Fig (4.16) nous avons reporté les valeurs trouvées avec cette relation, on remarque que T_0 varie en fonction de la température, cette variation directement liée aux variations de σ, comme on peut le prédire de la formule, et la variation de V_{bb} l'ajustement donne $T_0 = 35.12 - 0.04455T$.

Sur Fig (4.16) on a reporté les valeurs constantes trouvées dans l'analyse TE et celle de Werner, on déduit que la valeur trouvée par TE correspond à T=0, on déduit que celle de Werner correspond à une valeur intermédiaire de T. Ceci est justifié par le fait que l'analyse moindre carrées donnent une valeur moyenne intermédiaire.

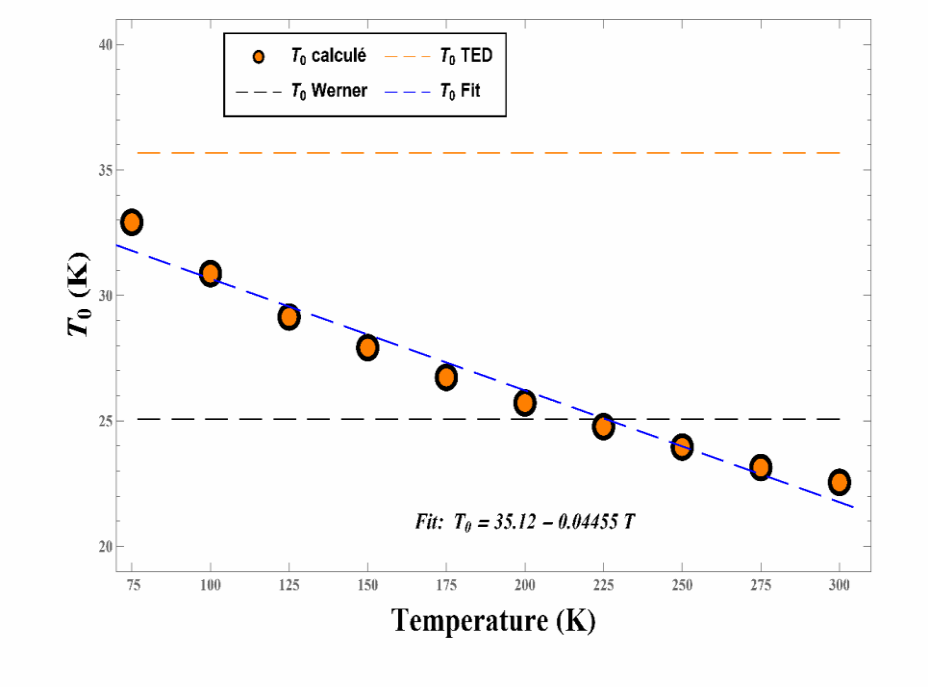

Figure 4.16 : Effet de T0 des diodes Schottky NiV/Si.

4.5.4 RICHARDSON ET RICHARDSON MODIFIES

Fig.(4.17). Richardson modifiée de $\ln\left(I_s/C_1S_{eff}T^2\right) - \beta^2\sigma_T^2V_{bb}^{2/3}/2\eta^{2/3}$ en fonction de β pour le contact Schottky NiV/Si selon la distribution gaussienne des hauteurs de barrière en considérant le modèle de Tung dans une plage de température de 75 à 300 K, L'expression de Richardson modifiée (4.27) peut être écrite comme

$$\ln\left(\frac{I_s}{C_1S_{eff}T^2}\right) - \beta^2\frac{\sigma_T^2V_{bb}^{2/3}}{2\eta^{2/3}} = \ln(A_T^*) - \beta\phi_B^0 \qquad (4.27)$$

est généralement utilisé pour déterminer la constante de Richardson modifiée $A_T^* = 111.944\ A/cm^{-2}K^{-2}$. Cela montre que la valeur de l'aire de contact prise dans le tracé de Richardson affecte A_T^*. Ainsi, on a vu que l'aire effective impliquée pour le transport du courant est significativement différente de l'ensemble de l'aire géométrique du contact Schottky. La valeur corrigée de la constante de Richardson $A_T^* = 111.944\ A/cm^{-2}K^{-2}$ s'est avérée en bon accord avec la théorie $A_T^* = 112\ A/cm^{-2}K^{-2}$. Mais la barrière est sous-estimée
Bien que la valeur de A_T^* obtenue est acceptable, celle de ϕ_B^0 ne l'est pas. Elle prend une valeur intermédiaire entre 75K et 300K (voir Fig. (4.4))

4.6 Comparaison des modèles Werner et Tung

Les modèles Werner et Tung partent de considérations physiques différentes pour aboutir à des modèles différents qui n'ont de commun que la notion de barrière apparente. La comparaison entre les deux modèles, dans la plage de température de 75 à 300 K NiV / Si de la diode Schottky, dans l'analyse de Werner on a trouvé

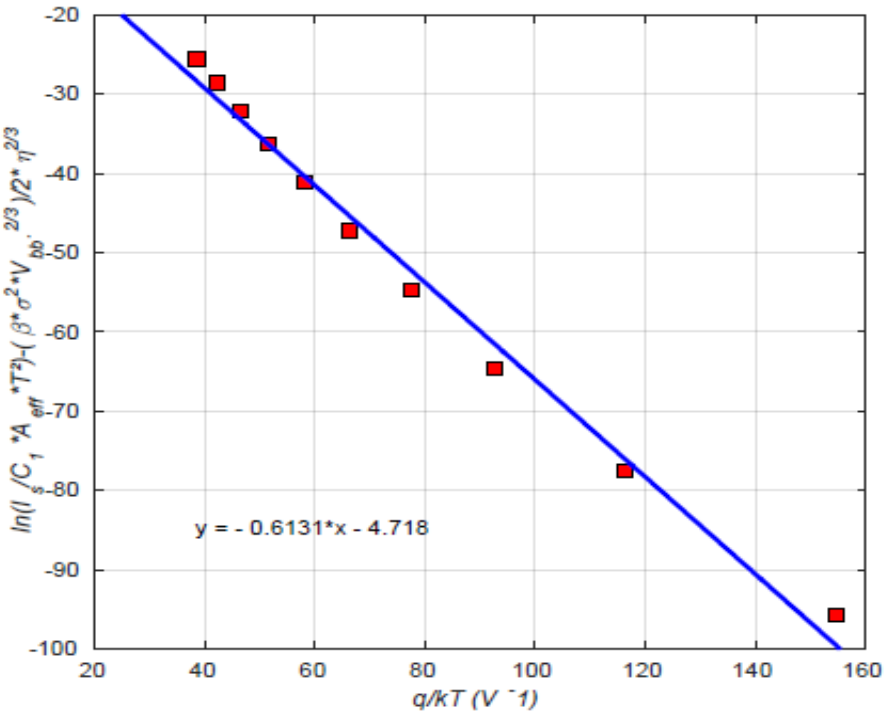

Figure 4.17: Constante de Richardson modifiée pour la diode Schottky NiV / Si.

que tous les paramètres sont indépendants de la température. Dans l'analyse de Tung, à part ϕ_B^{Tung}, tous les autres paramètres dépendent de la température. Une meilleur fitting a été trouvé pour n et on notre que T_0, dans ce modèle, varie en fonction de la température. Celle obtienne par TE et Werner en représente respectivement les cas limites et intermédiaires. En considérant le modèle Tung, La valeur corrigée de la constante de Richardson $A_T^* = 111.944\ \mathrm{A/cm^2\ K^2}$ est obtenue, ce qui est en bon accord avec la valeur théorique $A_{th}^* = 112\ \mathrm{A/cm^2\ K^2}$ en considérant la surface effective des patchs dans le transport de courant qui est nettement inférieure à la surface géométrique du contact Schottky. Ceci est également comparé à la valeur corrigée de la constante de Richardson $A^* = 111.560\ \mathrm{A/cm^2\ K^2}$, qui a été extraite à l'aide du modèle de Werner.

4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, la dépendance à la température des caractéristiques I-V de la diode NiV/Si Schottky a été rapportée dans la plage de températures 75-300K. Les mesures I-V ont été analysées en utilisant la théorie TE. Le VOM a été utilisé afin de trouver les valeurs du facteur d'idéalité, de la hauteur de la barrière et de la résistance en série qui correspondent le mieux aux mesures expérimentales I-V. Il a été établi que le facteur d'idéalité, la hauteur de la barrière et la résistance série varient respectivement dans les plages de 1.07-1.453, 0.461-0.624 eV, et 15.188-16.145 Ω. En plus, il a été observé que contrairement au facteur d'idéalité, qui diminue lorsque la température augmente, à la fois la hauteur de la barrière et la résistance série augmentent lorsque la température augmente. Cette dépendance à la température a été attribuée aux inhomogénéités de la hauteur de la barrière à l'interface Schottky. Par conséquent, pour considérer ces inhomogénéités, nous avons utilisé le modèle de Werner sous l'hypothèse d'une distribution gaussienne de la hauteur de la barrière. La moyenne et l'écart type de la hauteur de la barrière ont été obtenus comme $\phi_{B0} = 0.68$ eV et $\sigma_0 = 53.665$, respectivement. De plus, les résultats expérimentaux du facteur d'idéalité apparente et de la hauteur de la barrière s'accordent bien avec le modèle de Werner. De plus, au moyen du graphique de Richardson modifié $\ln(I_s/T^2) - \beta^2\sigma^2/2$ en fonction de q/kT, la valeur de la constante de Richardson a été obtenue comme $A^* = 111.56$ A/cm^{2}K^2. Ensuite, l'effet T0 a été étudié et il a été montré que les résultats expérimentaux du facteur d'idéalité correspondent bien à l'équation bien connue $n = n_0 + \tilde{T}_0/T$ avec $n_0 = 0.95$ et $\tilde{T}_0 = 36$ K.

Nous avons présenté le modèle de Tung et fait des suggestions sur la façon d'interpréter les dépendances de température non découvertes auparavant dans le modèle. Où le paramètre C_1 était censé représenter le nombre total de patchs dans une interface quelle que soit la température. Et nous avons indiqué que toutes les paramètres (C_1, σ et ϕ_B) du modèle montrent une dépendance à la température, il a été montré que C_1 augmentait de manière exponentielle avec la température, et sa meilleure définition est le nombre de patchs actifs à une température donnée. En utilisant les valeurs obtenues de la hauteur de la barrière ϕ_B^0et l'écart type σ_T, nous déterminons la valeur corrigée de la constante de Richardson $A_{\mathrm{T}}^* = 111.944$ A/cm^2 K^2, ce qui est très proche de la valeur théorique de 112 A/cm^{2}K^2 du Si de type n. Enfin, nous étudions la comparaison entre les modèles Werner et Tung dans les contacts métal-semiconducteur à base du NiV-Si.

Bibliographies

[1] W. Guo, S. Turner, and E. Cawley, US Patent App. 10/720,231, (2004).

[2] N. Nanda Kumar Reddy, P. Ananda, V.K. Verma, and K. Rahim Bakash, "An assessment on electrical characterization of Ni/n-Si Schottky rectifiers with and without Ta_2O_5 interfacial oxide layer, Surf. Rev. Lett. 26, 1950073 (2019).

[3] J.S. Kim, H.H. Choi, S.H. Son, and S.Y. Choi, "Schottky barrier rectifier with high current density using vanadium as barrier metal", Appl. Phys. Lett. 79, 860 (2001).

[4] P.M. Gammon, E. Donchev, A. Perez-Toms, V.A. Shah, J.S. Pang, P.K. Petrov, M.R. Jennings, C.A. Fisher, P.A. Mawby, D.R. Leadley, and N. McN. Alford, "A study of temperature-related non-linearity at the metal-silicon interface", J. Appl. Phys.112, 114513 (2012).

[5] E.H. Rhoderick, and R.H. Williams, MetalSemiconductor Contacts. 2nd ed, (Clarendon, Oxfor) p 11 (1988).

[6] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley, New York, 1981.

[7] J. M. Andrews, and M. P. Lepselter, Solid-State Electron. 13, 1011 (1970).

[8] S. Toumi, and Z. Ouennoughi, "A vertical optimization method for a simultaneous extraction of the five parameters characterizing the barrier height in the Mo/4H–SiC Schottky contact", Indian J Phys. 93, 1155-1162 (2019).

[9] S. Toumi, Z. Ouennoughi, K. C. Strenger and L. Frey, Determination of Fowler-Nordheim tunneling parameters in Metal-Oxide-Semiconductor structure including oxide field correction using a vertical optimization method Solid State Electron. 122 56 (2016).

[10] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling and B. P. Flannery, *Nemerical Recipes in Fortran* 77, The Art of Scientific Computing Vol 1. (*Press Syndicate of the University of Cambridge*) p 355 (1992).

[11] R.T. Tung, "Electron transport at metal-semiconductor interfaces: General theory", Phys. Rev. B 45, 13509 (1992).

[12] R.F. Schmitsdorf, T.U. Kampen, and W. Monch, "Correlation between barrier height and interface structure of AgSi (111) Schottky diodes", Surf. Sci. 324, 249-256 (1995).

[13] R.F. Schmitsdorf, T.U. Kampen, and W. Mönch, "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 (1997).

[14] J.H. Werner, and H.H. “Gttler, Barrier inhomogeneities at Schottky contacts”, J. Appl. Phys. 69, 1522 (1991).

[15] S. Toumi, A. Ferhat-Hamida, L. Boussouar, A. Sellai, Z. Ouennoughi and H. Ryssel, “Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in tungsten/4H-SiC (000-1) Schottky diodes”, Microelectron. Eng. 86, 303-309 (2009).

[16] Z. Ouennoughi, S. Toumi and R. Weiss, “Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in tungsten/4H-SiC (000-1) Schottky diodes”, Phys. B 456, 176-181 (2015).

[17] A. Chawanda, W. Mtangi, F.D. Auret, J. Nel, C. Nyamhere, and M. Diale, Current–voltage temperature characteristics of Au/n-Ge (1 0 0) Schottky diodes, Physica. B 407, 1574-1577 (2012).

[18] L. Boussouar, Z. Ouennoughi, N. Rouag, A. Sellai, R. Weiss, and H. Ryssel, “Investigation of barrier inhomogeneities in Mo/4H–SiC Schottky diodes”, Microelectron. Eng. 88, 969-975 (2011).

[19] Z.J Horvath, “Analysis of IV measurements on CrSi2 Si Schottky structures in a wide temperature range”, Solid-State Electron. 39, 176-178 (1996).

[20] D.A. Aldemir, A. Kokce, and A.F. Ozdemir, “Temperature dependent ideality factor and barrier height of Ni/n-GaAs/In Schottky diodes”, Microelectron. Eng. 98, 6-11 (2012).

[21] A. N. Saxena, “Forward current-voltage characteristics of Schottky barriers on n-type silicon”, Surf. Sci. 13, 151-171 (1969).

[22] A. Djeghlouf, D. Hamri, A. Teffahi , A. Saidane , F. S. Al Mashary , M.M. Al Huwayz , M. Henini , I. Orak , A.M. Albadri, and A.Y. Alyamani, “Effect of indium doping on the electrical and structural properties of TiO2 thin films used in MOS devices”, J. Alloys Compd. 775, 202-213 (2019).

[23] S. Demirezen, and Ş. Altındal, “Possible current-transport mechanisms in the (Ni/Au)/Al0. 22Ga0. 78N/AlN/GaN Schottky barrier diodes at the wide temperature range”,Curr. Appl. Phys. 10, 1188-1195 (2010).

[24] P.M. Gammon, A. Perez-Toms, V. A. Shah, O. Vavasour, E. Donchev, J. S. Pang, M. Myronov, C. A. Fisher, M. R. Jennings, D. R. Leadley, and P. A. Mawby1, “Modelling the inhomogeneous SiC Schottky interface”, J. Appl. Phys. 114, 223704 (2013).

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Le but de ce travail a été de comparer le modèle de Tung avec celui de Werner afin de connaître les limites de chaque modèle.

Nous ne pouvons s'attaquer aux travaux de cette thèse sans donner un tour d'horizon qui sert d'introduction aux propriétés des semiconducteurs et des diodes Schottky (ou les structures métal-semi-conducteur). Plus particulièrement, à l'interface entre le métal et le semiconducteur. Par conséquent, la première partie de cette thèse a été consacrée à introduire le lecteur petit à petit au fond de nos travaux de recherche. Nous avons commencé par un bref historique des modèles physiques de la barrière Schottky en étudiant les trois principaux modèles (modèle de Mott-Schottky, modèle de Bardeen et modèle de Cowley et Sze), qui sert à comprendre : l'interface métal-semiconducteur, l'effet Schottky. En outre, nous avons donné un rappel théorique sur les mécanismes de transport du courant, c'est-à-dire, la théorie principale qui décrit le courant circulant dans les structures métal-semi-conducteur est celle de l'émission thermoïonique. Ce mécanisme a été développé en supposant que la barrière de potentiel qui s'établit à l'interface entre le métal et le semiconducteur est homogène. Ensuite, nous avons étudié la recombinaison dans la zone de charge d'espace et l'injection des minoritaires, en mentionnant les anomalies du modelé à barrière homogène.

La deuxième partie de cette thèse a donné un aperçu détaillé du modèle de Werner qui propose la distribution gaussienne de la barrière de potentiel comme origine possible de certaines anomalies observées dans les structures métal-semiconducteur. De plus, ce dernier modèle donne un modèle de fluctuations de potentiel analytique pour l'interprétation des mesures courant-tension (I-V) sur des contacts Schottky inhomogènes. Aussi, il explique les anomalies causées par l'inhomogénéité de la barrière de potentiel ϕ_B. Il propose une solution pour le problème de température T_0 dans les contacts Schottky.

La troisième partie de cette thèse est consacrée au modèle de Tung qui permet une description analytique précise du potentiel et du flux de courant pour une distribution de la hauteur de barrière Schottky. Particulièrement, nous avons réalisé une simulation du transport de

courant et de la distribution du potentiel non homogène d'une interface de barrière de la diodes Schottky de Ni / 4H-SiC dans la plage de température 50 à 350K. Aussi nous avons étudié la dépendance de la distribution potentielle sur la différence HBS, le pincement sur la taille du patch, la température, le biais et le niveau de dopage à l'aide du logiciel de simulation numérique Silvaco-TCAD. Les résultats obtenus ont montré que le courant est fortement influencé par la présence d'une inhomogénéité de hauteur de barrière.

La quatrième partie de cette thèse qui est axée principalement sur la dépendance à la température des caractéristiques I-V de la diode NiV/Si Schottky dans la plage de températures 75-300K. Nous avons utilisé la théorie TE Pour l'analyse des mesures I-V. Ensuite, nous avons utilisé la méthode d'optimisation verticale (VOM) pour trouver les valeurs du facteur d'idéalité, la hauteur de la barrière et la résistance en série qui correspondent le mieux aux mesures expérimentales I-V. Il a été observé que contrairement au facteur d'idéalité, qui diminue lorsque la température augmente, à la fois la hauteur de la barrière et la résistance série augmentent lorsque la température augmente. Cette dépendance à la température a été attribuée aux inhomogénéités de la hauteur de la barrière à l'interface Schottky. Par conséquent, pour considérer ces inhomogénéités, nous avons utilisé le modèle de Werner sous l'hypothèse d'une distribution gaussienne de la hauteur de la barrière. Ce modèle a été utilisé pour l'extraction des paramètres caractérisant l'inhomogénéité ; la moyenne et l'écart type de la hauteur de la barrière, modèle de Werner qui explique les anomalies causées par l'inhomogénéité de la barrière de potentiel ϕ_B. De plus, les résultats expérimentaux du facteur d'idéalité apparente et de la hauteur de la barrière s'accordent bien avec le modèle de Werner. Nous avons constaté que le facteur d'idéalité n ne varie pas considérablement $(n \approx 1)$. Ensuite, l'effet T0 a été étudié et il a été montré que les résultats expérimentaux du facteur d'idéalité correspondent bien à l'équation bien connue $n = n_0 + \tilde{T}_0/T$ avec $n_0 = 0.95$ et $\tilde{T}_0 = 36\,\mathrm{K}$. En utilisant le modèle de Tung, nous avons étudié l'inhomogénéité liée à la température à une interface de la diodes Schottky NiV/Si. Il comprend une distribution gaussienne des hauteurs de barrière, où nous constatons que tous les paramètres du modèle (densité des patchs C_1, l'écart type σ) dépendent de la température, sauf la hauteur de la barrière ϕ_{B}, qui est indépendante de la température. D'après ce modèle, l'origine des

anomalies observées sont les fluctuations spatiales de la barrière de potentiel à l'interface entre le métal et le semiconducteur. De plus, la valeur de la constante de Richardson a été obtenue comme $A_{\mathrm{T}}^{*} = 111.944\ \mathrm{A/cm^2\ K^2}$, ce qui est très proche de la valeur théorique de 112 $\mathrm{A/cm^2K^2}$ du Si de type n. Cette analyse montre que l'état de l'interface joue un rôle très important, le choix de la technologie de fabrication de ces structures est crucial afin de minimiser au maximum l'inhomogénéité de l'interface de la diodes Schottky. Enfin, ce travail a été complété par une étude comparative entre les deux modèles de Werner et de Tung.

Perspectives :

D'autres axes pouvant faire l'objet de travaux de recherche, on cite :

- Une étude analytique détaillée de la caractéristique C-V aussi bien qu'une analyse de la caractéristique capacitance-fréquence (C-f) de l'inhomogénéité dans des structures à base de semiconducteurs (Si, SiC, GaAs, InP).
- L'étude de l'inhomogénéité de la barrière en mode inverse dans les structures à base de semiconducteurs (Si, SiC, GaAs, InP).
- Une étude comparative entre les caractéristiques C-V et I-V afin d'évaluer la qualité de la jonction (potentiel intégré, etc…) et la hauteur apparente de la barrière Schottky.

RESUME

La barrière de potentiel qui s'établit à l'interface métal-semiconducteur a longtemps été supposée homogène, c'est-à-dire constante sur toute la zone de charge d'espace. Cependant, des anomalies, sans aucune explication physique, ont été observées. Ces anomalies ont été attribuées à des inhomogénéités à l'interface Schottky. Plusieurs modèles ont été proposés pour décrire ces inhomogénéités mais deux seulement ont réussi à expliquer la majorité des anomalies, à savoir, les modèles de Werner et Tung. L'objectif de cette thèse est d'étudier la théorie de la barrière Schottky en tenant compte des fluctuations spatiales de la barrière de potentiel qui s'établit à l'interface du contact Schottky. Une étude comparative entre les deux modèles de Werner et Tung est ainsi présentée. Dans ce contexte, les résultats expérimentaux sur la caractérisation d'une diode Schottky de type Nickel-Vanadium sur du silicium de type n (NiV/n-Si) dans la plage des températures 75 à 300 K sont présentés. Au fait, L'analyse des mesures expérimentales courant-tension (I-V) en se basant sur la théorie de l'émission thermoïnique (TE) a été faite. La méthode d'optimisation verticale (VOM) a été utilisée pour extraire les valeurs de certains paramètres, à savoir, le facteur d'idéalité, la hauteur de la barrière et la résistance série. Ces valeurs trouvées révèlent une forte dépendance sur la température en raison des anomalies à l'interface Schottky. Par conséquent, afin d'analyser cette dépendance sur la température, le modèle de Werner, se montrant le plus approprié, sous hypothèse d'une distribution Gaussienne de la hauteur de la barrière a été utilisé. Par contre, l'utilisation du modèle de Tung a révélé que T_0 présente aussi une dépendance sur la température. Sur ce point, les valeurs de T_0 obtenues à partir des modèles de TE et de Werner représentent, respectivement, les cas limites et intermédiaires de celles obtenues en utilisant le modèle de Tung. Cela montre, d'une part, la cohérence entre les différents modèles qui se complètent, et d'autre part, l'accord entre les résultats théoriques et expérimentaux.
Mots clés : Contact Métal-Semiconducteur, Barrière Inhomogène, Modèle de Tung, Modèle de Werner

ABSTRACT

The potential barrier that is established at the metal-semiconductor interface has long been assumed to be homogeneous, i.e. constant over the entire space charge zone. However, anomalies, without any physical explanation, have been observed. These anomalies were attributed to inhomogeneities at the Schottky interface. Several models have been proposed to describe these inhomogeneities but only two have succeeded in explaining the majority of the anomalies, namely, the Werner and Tung models. The objective of this thesis is to study the theory of the Schottky barrier by taking into account the spatial fluctuations of the potential barrier which is established at the interface of the Schottky contact. A comparative study between the two models of Werner and Tung is thus presented. In this context, experimental results on the characterization of a Nickel-Vanadium type Schottky diode on n-type silicon (NiV/n-Si) in the temperature range 75 to 300 K are presented. Indeed, analysis of the experimental current-voltage (I-V) measured curves based on the theory of thermionic emission (TE) has been carried out. The vertical optimization method (VOM) was used to extract the values of certain parameters, namely, ideality factor, barrier height and series resistance. Their values revealed a strong temperature dependence due to anomalies at the Schottky interface. Therefore, in order to analyze this dependence, the Werner model, proving to be the most appropriate, under the assumption of a Gaussian distribution of the height of the barrier was used. On the other hand, the use of Tung model revealed that T_0 also has a temperature dependence. On this point, the values of T_0 obtained from the TE and Werner models represent, respectively, the limiting and intermediate cases of those obtained using Tung model. This indicates that, on the one hand, the coherence between the different models which complement each other, and on the other hand, the agreement between the theoretical and experimental results.
Keywords: Metal-Semiconductor Contact, Inhomogeneous Barrier, Tung Model, Werner Model

الملخص

يُفترض منذ فترة طويلة أن الحاجز المحتمل الذي تم إنشاؤه في واجهة أشباه الموصلات المعدنية متجانس، أي ثابت على منطقة الشحن الفضائية بأكملها. ومع ذلك، فقد لوحظت حالات شذوذ، دون أي تفسير فيزيائي. تُعزى هذه الحالات الشاذة إلى عدم التجانس في واجهة Schottky. تم اقتراح العديد من النماذج لوصف عدم التجانس هذا ولكن اثنين فقط نجحا في شرح غالبية الحالات الشاذة، وهي نماذج Werner وTung. الهدف من هذه الأطروحة هو دراسة نظرية حاجز Schottky مع الأخذ في الاعتبار التقلبات المكانية للحاجز المحتمل الذي تم إنشاؤه في واجهة اتصال Schottky. وبذلك يتم عرض دراسة مقارنة بين نموذجي Werner وTung. في هذا السياق، يتم تقديم نتائج تجريبية حول توصيف الصمام الثنائيSchottky (Nickel-Vanadium NiV) على السيليكون من النوع (NiV/n-Si) في نطاق درجة الحرارة 75 إلى 300 K. في الواقع، تم إجراء تحليل منحنيات الجهد الحالي التجريبية المقاسة (I-V) بناءً على نظرية الانبعاث الحراري (TE). تم استخدام طريقة الاستمثال العمودي (VOM) لاستخراج قيم المعلمات معينة، وهي عامل المثالية وارتفاع الحاجز ومقاومة التسلسلية. كشفت قيمهم عن اعتماد قوي على درجة الحرارة بسبب الحالات الشاذة في واجهة Schottky. لذلك، من أجل تحليل هذا الاعتماد، تم استخدام نموذج Werner، الذي يثبت أنه الأنسب، في ظل افتراض التوزيع الغاوسي لارتفاع الحاجز. من ناحية أخرى، أظهر استخدام نموذج Tung أن T_0 له أيضًا اعتماد على درجة الحرارة. في هذه النقطة، تمثل قيم T_0التي تم الحصول عليها من نماذج TE وWerner، على التوالي، الحالات المحددة والمتوسطة لتلك التي تم الحصول عليها باستخدام نموذج Tung. وهذا يدل من جهة على الترابط بين النماذج المختلفة التي يكمل بعضها البعض، ومن جهة أخرى، التوافق بين النتائج النظرية والتجريبية.
الكلمات الرئيسية: تلامس أشباه الموصلات المعدنية، حاجز غير متجانس، نموذج Tung، نموذج Werner.