

République Algérienne Démocratique et Populaire

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة محمد البشير الإبراهيمي - برج بوعريريج - Université Mohamed Elbachir Elibrahimi - Bordj Bou Arreridj

Faculté des Sciences et de la Technologie

كلية العلوم والتكنولوجيا

Département Sciences de la Matière

قسم علوم المادة



Mémoire de fin d'étude

PRESENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLOME DE : Master

Filière : physique

Option : physique des Matériaux

THÈME :

*Propriétés électriques de la barrière Schottky non
homogène en carbure de tungstène sur 4H-SiC*

Préparé par :

Chitti Mohamed

Soutenu le : /06/2022

Devant le jury :

Président : N. Lebga MCA

Université de Bordj Bou Arreridj

Rapporteur : A. Latreche Prof

Université de Bordj Bou Arreridj

Examineur : N. Benchiheub MCB

Université de Bordj Bou Arreridj

Année Universitaire 2021-2022

Remerciements

Je remercie dieu pour m'avoir donné la patience d'accomplir ce travail.

Je remercie Professeur A. Latreche, mon encadreur pour tous les efforts qu'il a faits, pour l'aide qu'il m'a accordé tout au long de mon travail et pour avoir dirigé ce mémoire.

Je remercie l'ensemble de nos enseignants qui ont contribuées à ma formation le long de mes études.

Je remercie ma mère et mon père pour leurs soutient et leurs diverses aides.

Table des matières

Introduction Générale.....	7
Chapitre I: Contact métal/semi-conducteur.....	9
I.1. Propriétés des semi-conducteurs :.....	9
I.1.1. Semi-conducteur intrinsèque :	9
I.1.2. Semi-conducteur extrinsèque :.....	10
I.1.3. Notion de dopage :	10
I.1.4. Niveau de Fermi :.....	10
I.2. Formation de la barrière Schottky :.....	11
I.2.1. Travail de sortie - l'affinité électronique :	11
I.2.2. Modèle de Mott-Schottky :	11
I.2.3. L'effet des états de surface : Modèle de Bardeen.....	12
I.2.4. Modèle de Cowley et Sze :	13
I.3. Zone de charge d'espace :.....	14
I.4. Effet Schottky :	15
I.5. Mécanismes de transport du courant en polarisation directe :.....	16
I.5.1. Emission au-dessus de la barrière : Théorie de l'émission thermoïonique :.....	17
I.5.2. Courant par effet tunnel :	18
I.6. Courant de fuite en polarisation inverse :	19
I.6.1. Courant d'émission thermoïonique :.....	20
I.6.2. Courant par effet tunnel :	21
I.7. Inhomogénéité de la barrière Schottky : Modèle de Werner	21
I.8. Distribution Gaussienne de la barrière Schottky :	22
I.9. Semi-conducteur carbure de silicium (SiC) :.....	24
I.9.1. Structure Cristalline de SiC :	24
I.9.2. Polytypisme de SiC :.....	25
I.9.3. Propriétés physique du SiC :.....	26
Chapitre II: Méthodes d'Extraction des Paramètres.....	27
II.1. Méthode des moindres carrés :	27
II.1.1. Introduction :	27
II.1.2. Optimisation de la fonction S :	27
II.1.3. Méthode de Newton Raphson :	29

II.1.4. Calcul du gradient F et du Jacobien J :.....	31
II.1.5. Algorithme et l'organigramme :.....	32
II.2. Méthode directe de Gromov :.....	34
II.2.1. Introduction :	34
II.2.2. Etapes de la Méthode :.....	34
Chapitre III: Résultats et Discussion	36
III.1. Introduction :	36
III.2. Fabrication des échantillons :.....	36
III.3. Caractéristiques I-V expérimentales en polarisation directe et en inverse :.....	36
III.4. Extraction des paramètres (ϕ_b, n, R_s) à partir des Caractéristiques I-V en polarisation directe :	38
III.5. Caractéristiques I-V simulées en polarisation inverse :	39
III.6. L'effet de température sur la hauteur de barrière :.....	40
III.7. L'effet de température sur le facteur d'idéalité :.....	41
III.8. L'effet de température sur la résistance série :.....	42
III.9. Barrière moyenne et déviation standard :.....	42
III.10. Les Coefficients ρ_2, ρ_3 :	43
Conclusion générale	45
Références	46

Table des figures

Fig. I-1 Position du niveau de Fermi intrinsèque.	9
Fig. I-2 Position du niveau de Fermi pour un semi-conducteur de type n à température ambiante.	10
Fig. I-3 Travail de sortie et affinité électronique [8].....	11
Fig. I-4 Diagrammes des bandes d'énergie du contact métal/semi-conducteur de type n avec (a) Matériaux neutres séparés les uns des autres et (b) situation d'équilibre thermique après que le contact a été établi.	12
Fig. I-5 Bande d'énergie en présence d'états de surface [6].	13
Fig. I-6 Diagramme énergétique des bandes dans un contact métal semi-conducteur type n dans le cas général.....	14
Fig. I-7 Variation de la capacité avec la tension [8].....	15
Fig. I-8 Diagramme de bande d'énergie entre une surface métallique et un vide [1].....	15
Fig. I-9 Cinq processus de transport de base sous polarisation directe.....	17
Fig. I-10 Emission par effet de champ (FE) et émission thermoïonique assistée par effet de champ (TFE) sous une polarisation directe [2].	18
Fig. I-11 Mécanismes de transport de courant de polarisation inverse des contacts métal-semi-conducteur.	20
Fig. I-12 Diagramme de bande bidimensionnel d'un contact Schottky inhomogène.....	22
Fig. I-13 Distribution Gaussienne de barrière de potentiel.	23
Fig. I-14 Structure atomique du SiC : a) Arrangement tétragonal entre un atome de carbone et quatre atomes de silicium b) Bicouche hexagonale avec Si et C dans des sites à coordination tétraédrique alternée.	25
Fig. I-15 Structure cristalline de différents polytypes de SiC: (a) cubique 3C-SiC, (b) hexagonal 4H-SiC et (c) hexagonal 6H-SiC [24].....	26
Fig. II-1 L'organigramme de l'extraction des paramètres par la méthode de Newton-Raphson.	33
Fig. III-1 : Caractéristiques I-V expérimentales à différentes températures pour la diode Schottky WC/4H-SiC. (a) courant directe, (b) courant inverse	37
Fig. III-2 : Caractéristiques I-V directes expérimentales et simulées à différentes températures pour une diode Schottky WC/4H-SiC.....	39

Fig. III-3 : Caractéristiques I-V inverses expérimentales et simulées à différentes températures pour une diode Schottky WC/4H-SiC. Les lignes continues représentent le courant TFE simulé et les tirés représentent le courant TE simulé.	40
Fig. III-4 : Variation de la hauteur de barrière Schottky en fonction de la température pour la structure WC/4H-SiC.	41
Fig. III-5 : Variation du facteur d'idéalité en fonction de la température pour la structure WC/4H-SiC.	41
Fig. III-6 : Variation de résistance série en fonction de la température pour la structure WC/4H-SiC.	42
Fig. III-7 : Hauteur de barrière ϕ_b en fonction de $(q / 2k_B T)$ de la structure WC/4H-SiC.	43
Fig. III-8 : Variation de $((1/n) - 1)$ en fonction de $(q / 2k_B T)$ de la structure WC/4H-SiC.	44

Liste des Tableaux

Tableau I-1 Propriétés des polytypes SiC les plus stables par rapport aux autres matériaux semi-conducteurs [23].	26
Tableau III-1 Les valeurs des trois paramètres extraits par la méthode directe de Gromove et par le méthode itérative d’Osvald.	38

Introduction Générale

La première enquête systématique sur les systèmes de redressement métal/semi-conducteur est généralement attribuée par Braun, qui en 1874 a noté la dépendance de la résistance totale d'un contact ponctuel sur la polarité de la tension appliquée et sur les conditions de surface détaillées. Le redresseur à contact ponctuel sous diverses formes a trouvé des applications pratiques à partir de 1904. En 1931, Wilson a formulé la théorie du transport des semi-conducteurs basée sur la théorie des bandes des solides. Cette théorie a ensuite été appliquée aux contacts métal/semi-conducteur. En 1938, Schottky a suggéré que la barrière de potentiel pourrait provenir de charges d'espace stables dans le semi-conducteur seul sans la présence d'une couche chimique. Le modèle résultant de cette considération est connu sous le nom de barrière de Schottky. En 1938, Mott a présenté un modèle théorique plus approprié pour les contacts métal/semi-conducteur balayés, connu sous le nom de barrière de Mott. Ces modèles ont ensuite été améliorés par Bethe en 1942 pour devenir le modèle d'émission thermoionique qui décrit avec précision le comportement électrique [1].

Les années 1960 ont vu un grand renouveau des travaux de recherche et développement sur les diodes à barrière Schottky. Cette activité a été largement inspirée par l'importance des contacts métalliques dans la technologie des semi-conducteurs. À la suite de ce développement, d'autres domaines d'application des barrières Schottky ont émergé. Le travail au cours des années 1970 a été principalement dans deux directions. Premièrement, les connaissances acquises grâce aux travaux de recherche et développement de la décennie précédente ont été utilisées dans la production industrielle de dispositifs utilisant des barrières Schottky. Deuxièmement, des efforts intensifs ont été déployés pour acquérir une compréhension plus complète de l'interface métal-semi-conducteur [2].

Les structures métal/semi-conducteurs sont plus utilisées dans le domaine de micro-électronique, en raison de la fabrication des circuits intégrés et d'être un composant de base dans la commutation. Le carbure de silicium (SiC) est l'un des semi-conducteurs à large bande interdite et devient un concurrent pour le silicium (Si) [3].

Les semi-conducteurs à large gap ont été un objet intéressant de recherche et d'investigation dans les dernières années pour comprendre et améliorer les contacts métal/semi-conducteur. Les structures métal/SiC ont un rôle important dans plusieurs dispositifs en optoélectronique

de haute performance [4]. Le modèle d'émission thermoïnique homogène n'explique pas la variation de la barrière Schottky en fonction de la température. Werner en 1991 a proposé un modèle basé sur l'inhomogénéité de la barrière pour expliquer la variation de la barrière Schottky en fonction de la température [5]

On intéresse dans notre cas sur l'étude de l'inhomogénéité de la barrière Schottky de la structure carbure de tungstène/carbure de silicium (WC/4H-SiC) à des températures moyennes.

Cette mémoire est composée de trois chapitres. Dans le premier chapitre on rappelle quelques propriétés des semi-conducteurs, après on présente des généralités sur les structures métal/semi-conducteurs. D'abord, on présente la formation du contact Schottky et les mécanismes de transport de courant en polarisation directe et inverse, ensuite on présente le modèle inhomogène de la barrière Schottky, en fin on présente la structure cristalline et quelques propriétés de SiC. Dans le deuxième chapitre, on détaille deux méthodes d'extraction des paramètres de la diode Schottky (hauteur de barrière, résistance série et facteur d'idéalité) basées sur la méthode des moindres carrées et la méthode directe de Gromov. Dans le troisième chapitre, on analyse les caractéristiques expérimentales courant-tension directes et inverses par l'extraction des paramètres de la diode Schottky (ϕ_b, R_s, n) en fonction de la température puis on les modélise selon le modèle inhomogène de Werner.

Chapitre I: Contact métal/semi-conducteur

I.1. Propriétés des semi-conducteurs :

I.1.1. Semi-conducteur intrinsèque :

Lorsqu'un semi-conducteur est pur, on dit qu'il est intrinsèque. Tout électron libre dans la bande de conduction correspond à un trou dans la bande de valence. Dans ce cas on a $p = n = n_i$ [6], où p et n sont les densités des trous et des électrons respectivement. n_i est la concentration intrinsèque de porteurs.

Le niveau de Fermi intrinsèque E_i est donné par :

$$E_F = E_i = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{3}{4} k_B T \ln \left(\frac{m_i^*}{m_e^*} \right) \quad (\text{I-1})$$

Où m_i^* et m_e^* sont les masses effectives des trous et des électrons respectivement. Avec E_C et E_V sont les énergies du bord de la bande de conduction et de la bande de valence respectivement. Si $m_i^* = m_e^*$:

$$E_i = \frac{E_C + E_V}{2} \quad (\text{I-2})$$

Le niveau de Fermi se situe au centre de la bande interdite [6].

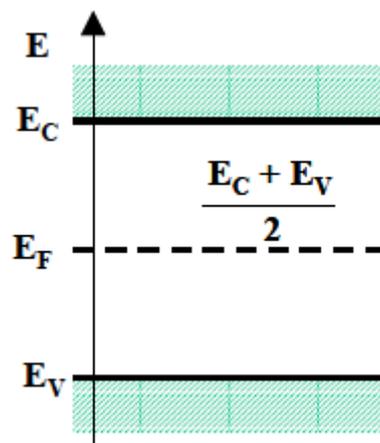


Fig. I-1 : Position du niveau de Fermi intrinsèque.

I.1.2. Semi-conducteur extrinsèque :

La concentration de porteurs de charge dans un semi-conducteur intrinsèque peut être modifiée en ajoutant des dopants (petites quantités d'atomes) pour obtenir un semi-conducteur extrinsèque [7].

I.1.3. Notion de dopage :

Des atomes étrangers de valence 3 ou 5 (colonne III ou V du tableau de Mendéléev) peuvent être introduits. Les atomes prendront la place des atomes du réseau, modifiant considérablement l'état électronique du monocristal [7].

Un atome dopant de type donneur donne au réseau cristallin un électron, s'ionise positivement et crée un dopage de type n. Un atome dopant de type accepteur donne au réseau cristallin un trou, s'ionise négativement et crée un dopage de type p.

I.1.4. Niveau de Fermi :

A température ambiante, $n \approx N_d$ on a :

$$E_C - E_F = k_B T \ln \left(\frac{N_C}{N_d} \right) \quad (\text{I-3})$$

Où N_C est la densité des électrons effective et N_d est la densité des donneurs.

Le niveau de Fermi change, du milieu de la bande interdite à la bande de conduction.

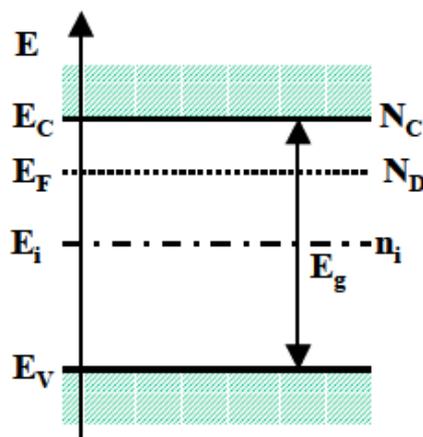


Fig. I-2 : Position du niveau de Fermi pour un semi-conducteur de type n à température ambiante.

I.2. Formation de la barrière Schottky :

I.2.1. Travail de sortie - l'affinité électronique :

L'énergie nécessaire pour élever un électron du niveau de Fermi au niveau du vide est définie comme le travail de sortie d'un métal ($e\phi_m$). La différence d'énergie d'un électron entre le niveau de vide et le bord inférieur de la bande de conduction est caractérisée comme l'affinité électronique du semi-conducteur ($e\chi$), qui est indépendante du dopage [2].

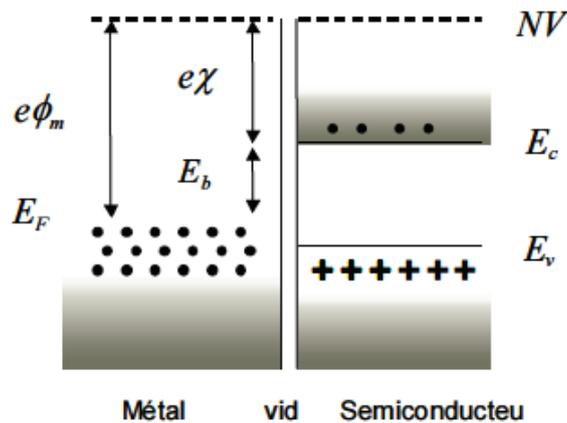


Fig. I-3 Travail de sortie et affinité électronique [8].

I.2.2. Modèle de Mott-Schottky :

Une barrière de potentiel se produit lorsqu'un métal entre en contact avec un semi-conducteur. Le modèle de Mott et Schottky [9, 10] est le premier à être développé pour expliquer la hauteur de la barrière.

Fig. I-1a montre le diagramme de bande d'énergie électronique d'un métal de travail de sortie $q\phi_m$ et d'un semi-conducteur de type n de travail de sortie $q\phi_s$ avec $q\phi_m \gg q\phi_s$. Fig. I-4b montre le diagramme de bande d'énergie après le contact et à l'équilibre, où les électrons de la bande de conduction E_c du semi-conducteur, s'écoulent dans le métal. Alors la concentration d'électrons dans la région du semi-conducteur diminue. La séparation entre E_c et le niveau de Fermi E_F augmente, E_c se plie. Les électrons qui traversent le métal laissent derrière eux une charge positive, en formant une charge négative dans le métal. Par conséquent, un champ électrique est établi du semi-conducteur au métal. Puisque la bande interdite du semi-

conducteur n'est pas modifié, le bord de la bande de valence E_v montera parallèlement au E_c , aussi le niveau de vide dans le semi-conducteur suivra les mêmes variations que E_c , en effet χ_s reste inchangée. qV_i (ou qV_d) est la barrière de potentiel où un électron peut se déplacer du semi-conducteur vers le métal. Cependant, la barrière regardant du métal vers le semi-conducteur est donnée par [2]:

$$q\phi_b = q(\phi_m - \chi_s) \quad (\text{I-4})$$

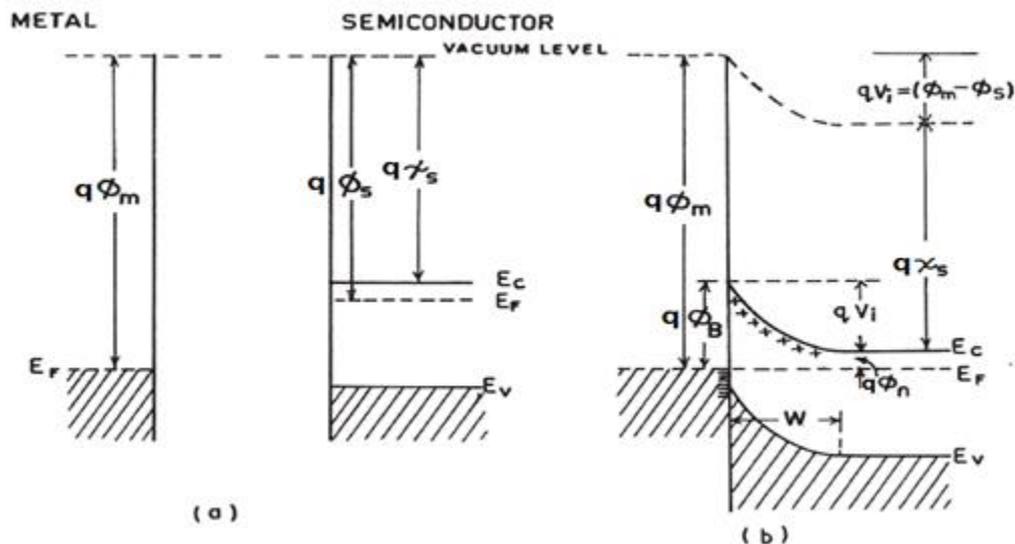


Fig. I-4 : Diagrammes des bandes d'énergie du contact métal/semi-conducteur de type n avec (a) Matériaux neutres séparés les uns des autres et (b) situation d'équilibre thermique après que le contact a été établi.

I.2.3. L'effet des états de surface : Modèle de Bardeen

Expérimentalement, il est trouvé que la hauteur de la barrière (ϕ_b) est une fonction moins sensible de ϕ_m , et dans certaines circonstances, ϕ_b peut être presque indépendant du choix du métal. Bardeen (1947), a suggéré que l'écart pourrait être dû à l'effet des états de surface. Supposons que le métal et le semi-conducteur restent séparés par une fine couche isolante, comme illustré à la Fig. I-5 : Bande d'énergie en présence d'états de surface. Il existe une distribution continue des états de surface présents à l'interface entre le semi-conducteur et l'isolant, caractérisée par un niveau neutre ϕ_0 [11]

La barrière de potentiel $q\phi_b$ est donnée par l'expression suivante [6] :

$$q\phi_b = E_g - q\phi_0 \tag{I-5}$$

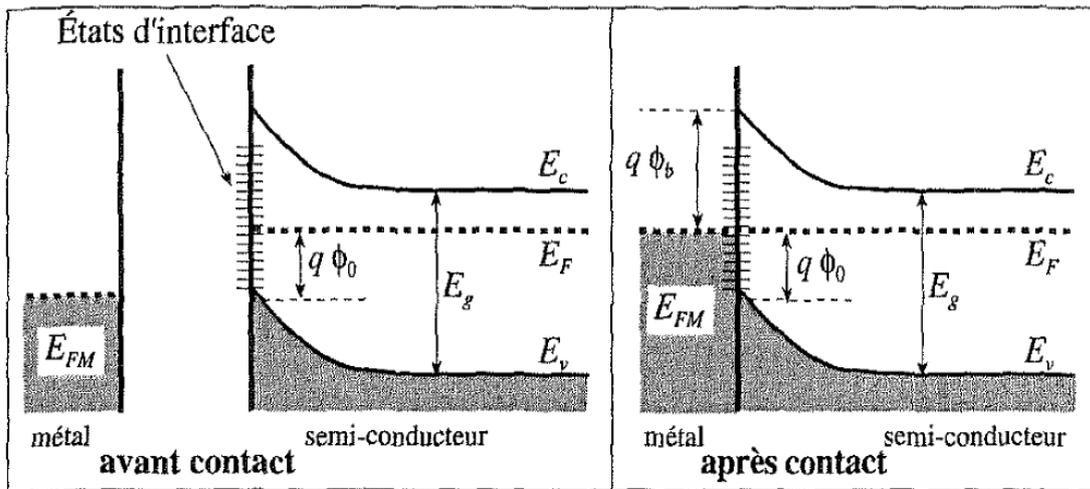


Fig. I-5 : Bande d'énergie en présence d'états de surface [6].

I.2.4. Modèle de Cowley et Sze :

Cowley et Sze ont présenté un modèle plus générale dont la hauteur de la barrière dans le cas où le niveau de Fermi est au-dessus de ϕ_0 . Dans ce cas la hauteur de barrière dépend à la fois du travail de sortie du métal et de la densité des états de surface :

$$\phi_b = S(\phi_m - \chi_s) + (1-S)\left(\frac{E_g}{q} - \phi_0\right) \tag{I-6}$$

Où S est le rapport de la permittivité de l'interface sans états de surface à celle qui prend en compte des états de surface :

$$S = \frac{\partial \phi_b}{\partial \phi_m} = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_i + q^2 \delta D_{it}} \tag{I-7}$$

Avec ϵ_i la constante diélectrique de la couche inter-faciale, δ l'épaisseur, D_{it} la densité des états d'interface [4].

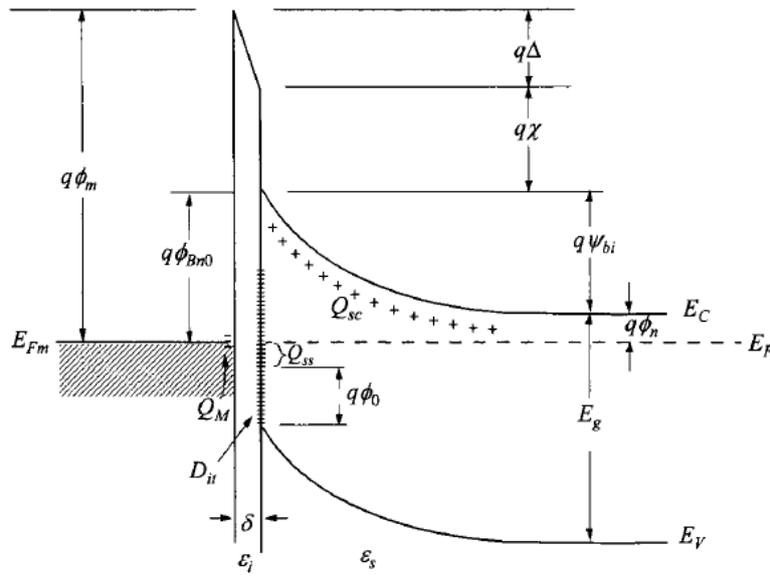


Fig. I-6 Diagramme énergétique des bandes dans un contact métal semi-conducteur type n dans le cas général.

Q_{SS} la densité de charge portée sur l'interface du semi-conducteur.

Q_{SC} la densité de charge d'espace de semi-conducteur.

Q_M la densité de charge surfacique dans le métal.

Δ le chute de tension dans la couche inter-faciale.

I.3. Zone de charge d'espace :

L'expression de la largeur de la zone de charge d'espace (ZCE) à l'équilibre est donnée par :

$$W = \left(\frac{2\epsilon_s V_d}{eN_d} \right)^{1/2} = \left(\frac{2\epsilon_s}{eN_d} (\phi_m - \phi_s) \right)^{1/2} \quad (I-8)$$

Si la structure est polarisée par une tension V, dans le sens direct la largeur de ZCE devient :

$$W(V) = \left(\frac{2\epsilon_s}{eN_d} (V_d - V) \right)^{1/2} \quad (I-9)$$

La capacité par unité de surface différentielle est donnée par :

$$C(V) = \left(\frac{\epsilon_s e N_d}{2} \right)^{1/2} (V_d - V)^{-1/2} = \frac{\epsilon_s}{W} \quad (I-10)$$

On peut écrire l'expression de C(V) sous la forme :

$$C^{-2}(V) = \frac{2}{\epsilon_s e N_d} (V_d - V) \quad (I-11)$$

La courbe représentant $C^{-2}(V)$ est une droite dont la pente permet de déterminer la densité de donneurs N_d , et dont l'abscisse à l'origine permet de déterminer la hauteur de barrière V_d . Si le dopage du semi-conducteur n'est pas homogène, la courbe représentant $C^{-2}(V)$ n'est plus une droite [8].

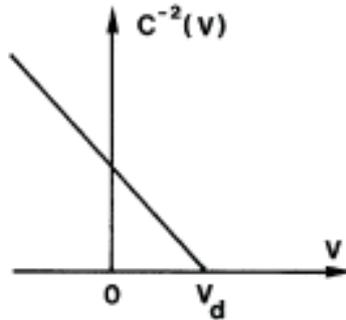


Fig. I-7 : Variation de la capacité avec la tension [8].

I.4. Effet Schottky :

La hauteur de la barrière de potentiel côté métal ϕ_b n'est pas exactement constante et est légèrement affectée par la tension appliquée. Une baisse réelle de ϕ_b est observée. Elle est due à une charge miroir produite dans le métal par des électrons dans le semi-conducteur. La charge est attirée par le métal, et dans le cas du contact métal-semi-conducteur, la barrière de potentiel est abaissée [12].

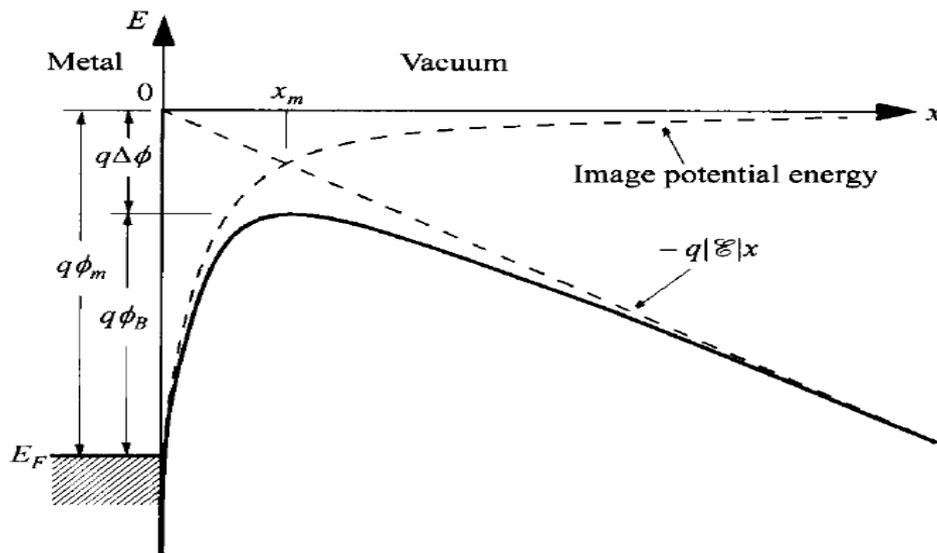


Fig. I-8 : Diagramme de bande d'énergie entre une surface métallique et un vide [1].

La force d'attraction est égale à $\frac{-q^2}{16\pi\epsilon_s x^2}$

L'amplitude de l'abaissement de la barrière de potentiel, qui constitue l'effet Schottky :

$$\Delta\phi_b = \sqrt[4]{\frac{q^3 N_d}{8\pi^2 \epsilon_s^3} (V_i - V_a)} \quad (\text{I-12})$$

La hauteur de barrière de potentiel qui en résulte est égale à :

$$\phi_b' = \Delta\phi_b - \phi_b \quad (\text{I-13})$$

I.5. Mécanismes de transport du courant en polarisation directe :

Le transport de courant dans les contacts métal/semi-conducteur est principalement dû aux porteurs majoritaires. Fig. **I-9** montre cinq processus de transport de base sous polarisation directe. Ces cinq processus sont [1]:

- 1- l'émission d'électrons du semi-conducteur au-dessus de la barrière de potentiel dans le métal (le processus dominant pour les diodes Schottky avec des semi-conducteurs moyennement dopés)
- 2- effet tunnel (mécanique quantique) des électrons à travers la barrière (important pour les semi-conducteurs fortement dopés et responsable de la plupart contacts ohmiques)
- 3- recombinaison dans la région de charge d'espace
- 4- diffusion des électrons dans la région de déplétion,
- 5- trous injectés du métal qui diffusent dans le semi-conducteur (équivalent à une recombinaison dans la région neutre).

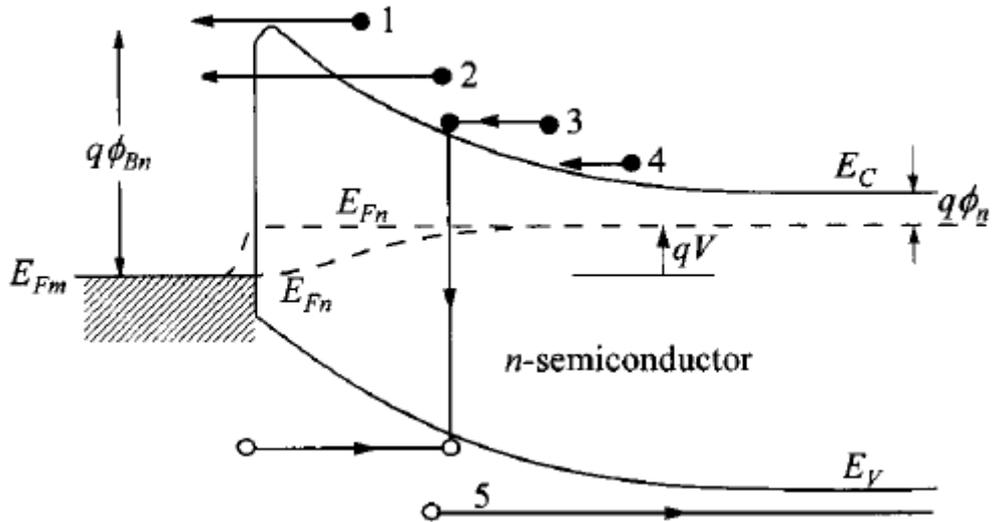


Fig. I-9 : Cinq processus de transport de base sous polarisation directe.

I.5.1. Emission au-dessus de la barrière : Théorie de l'émission

thermoïonique :

Selon la théorie de l'émission thermoïonique de Bethe [13], la densité du courant est donnée par :

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right] \tag{I-14}$$

Avec : J_s densité de courant de saturation

$$J_s = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_b}{k_B T}\right) \tag{I-15}$$

A^* Constante effective de Richardson

$$A^* = \frac{4\pi q m_e k_B^2}{h^3} [A cm^{-2} K^{-2}] \tag{I-16}$$

Dans les structures réelles, où la résistance série R_s est toujours présente, l'expression I-14 doit être modifiée comme suit [14]:

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{q(V - R_s J)}{nk_B T}\right) - 1 \right] \tag{I-17}$$

R_s est la résistance série de contact, et n est le facteur d'idéalité

I.5.2. Courant par effet tunnel :

Pour les semi-conducteurs plus fortement dopés et/ou pour un fonctionnement à basse température, le courant tunnel peut devenir plus important.

Il existe deux types du courant tunnel :

- Emission par effet de champ (FE)
- Emission thermoïonique assistée par effet de champ (TFE)

Alors que FE est un processus de tunnel pur, TFE est un tunnel de porteurs excités thermiquement qui voient une barrière plus mince que FE. Les contributions relatives de ces composants dépendent à la fois de la température et du niveau de dopage [1].

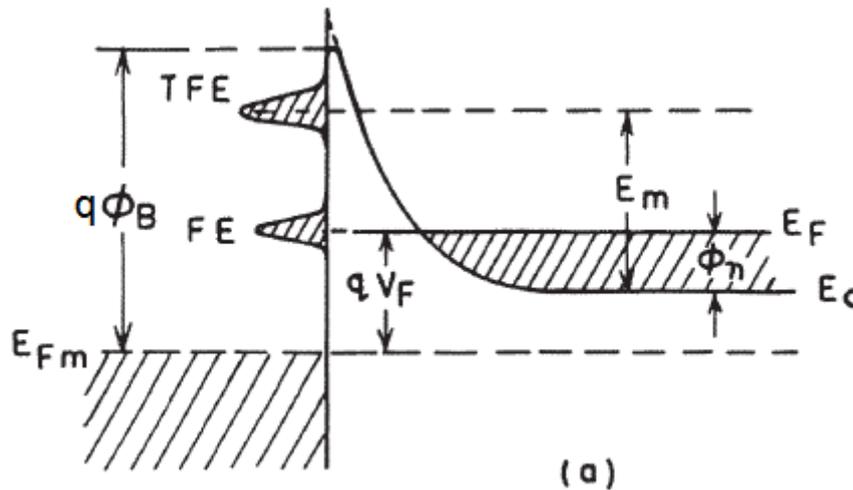


Fig. I-10 : Emission par effet de champ (FE) et émission thermoïonique assistée par effet de champ (TFE) sous une polarisation directe [2].

I.5.2.1. Emission par effet de champ (FE) :

En raison d'un fort dopage, la région de déplétion est très mince et à basse température, des électrons d'énergie proche du niveau de Fermi peuvent passer du semi-conducteur au métal [2]. Padovani et Stratton [15] ont supposé une forme de barrière parabolique simple en ignorant l'abaissement de barrière dû à la force d'image et au dopage uniforme. La densité de courant dans le sens direct est exprimée par l'équation suivante [16]:

$$J = J_s \exp\left(\frac{qV}{E_{00}}\right) \quad (\text{I-18})$$

Où E_{00} est une constante qui donne la relation entre la température et le dopage qui détermine le mécanisme de conduction dominant [17] :

$$E_{00} = \frac{h}{4\pi} \sqrt{\frac{N_D}{m_e^* \epsilon_s}} \quad (\text{I-19})$$

I.5.2.2. Emission thermoïonique assistée par effet de champ (TFE) :

À des températures plus élevées, un nombre important d'électrons sont capables de s'élever au-dessus du niveau de Fermi où ils voient une barrière plus mince et plus basse. Ces électrons peuvent ainsi pénétrer dans le métal avant d'atteindre le sommet de la barrière [2].

Le courant dû à TFE est donné par :

$$J_{TFE} = \frac{A^* T \sqrt{\pi E_{00} q (\phi_{bn} - \phi_n - V)}}{k_B \cosh(E_{00}/k_B T)} \exp\left[\frac{-q\phi_n}{k_B T} - \frac{q(\phi_{bn} - \phi_n)}{E_0}\right] \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right) \quad (\text{I-20})$$

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{k_B T}\right) \quad (\text{I-21})$$

On note que lors de la polarisation directe seulement, des conditions pour E_{00} qui détermine le type de courant dominant sont données comme suivant :

- Emission par effet de champ pour $k_B T \ll E_{00}$.
- Emission thermoïonique assisté par effet de champ pour $k_B T = E_{00}$.
- Emission thermoïonique pour $k_B T \gg E_{00}$.

I.6. Courant de fuite en polarisation inverse :

Les mécanismes de courant de fuite inverse de base d'un redresseur Schottky sont illustrés à la Fig. I-11 [18].

Les mécanismes de courant de fuite inverse d'un redresseur Schottky sont :

- A-** Emission thermoïnique.
- B-** Emission thermoïonique assistée par effet de champ (TFE).
- C-** Emission par effet de champ (FE)
- D-** Génération dans la région de déplétion.

Les deux mécanismes A et B sont prépondérants en polarisations inverse dans le cas des dopages et de températures moyennes.

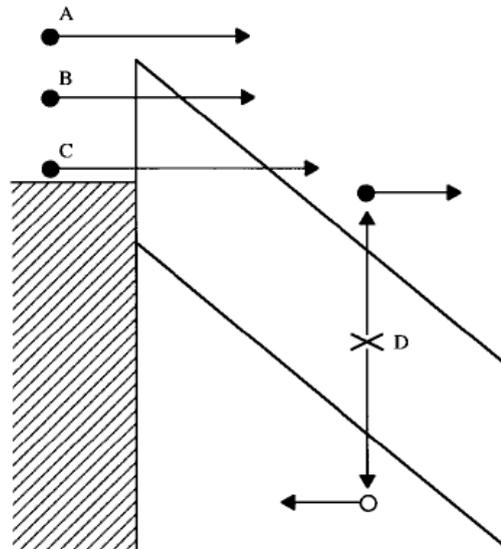


Fig. I-11 : Mécanismes de transport de courant de polarisation inverse des contacts métal-semi-conducteur.

I.6.1. Courant d'émission thermoïonique :

Aux basses tensions, le courant d'émission thermoïonique est plus dominant. La température a une grande influence sur l'émission de charge, et la densité de courant est donnée par [4]:

$$J_{TE} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{k_B T}\right) \quad (I-22)$$

Avec A^* la constante de Richardson, k_B la constante de Boltzmann et T la température absolue.

En tenant compte de la diminution de la hauteur de la barrière causée par l'effet de force image (effet Schottky), l'équation I-22 devient :

$$J_{TE} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q(\phi_b - \Delta\phi_b)}{k_B T}\right) \quad (I-23)$$

Avec $\Delta\phi_b$ est l'abaissement de barrière de potentiel donné par :

$$\Delta\phi_b = \left[\frac{q^3 N_D}{8\pi^2 \epsilon_s^3} (\phi_b - \phi_n + V_R) \right] \quad (I-24)$$

ϕ_n est la différence en potentiel entre le niveau de Fermi du semi-conducteur et le niveau bas de la bande de conduction

I.6.2. Courant par effet tunnel :

Sous polarisation inverse, le courant tunnel peut être beaucoup plus important car une tension élevée est possible [1].

I.6.2.1. Emission par effet de champ (FE) :

Le courant dû à FE en polarisation inverse est donné par [1]:

$$J_{FE} = A^* \left(\frac{E_{00}}{k_B} \right)^{1/2} \left(\frac{\phi_{bn} + V_R}{\phi_{bn}} \right) \exp \left(- \frac{2q\phi_{bn}^{3/2}}{3E_{00}\sqrt{\phi_{bn} + V_R}} \right) \quad (\text{I-25})$$

I.6.2.2. Emission thermoïonique assisté par effet de champ (TFE) :

Le courant dû à TFE en polarisation inverse est donné par [1]:

$$J_{TFE} = \frac{A^*T}{k_B} \sqrt{\pi E_{00}q \left[V_R + \frac{\phi_{bn}}{\cosh^2(E_{00}/k_B T)} \right]} \exp \left(\frac{-q\phi_{bn}}{E_0} \right) \exp \left(\frac{qV_R}{\varepsilon'} \right) \quad (\text{I-26})$$

$$\text{Où } \varepsilon' = \frac{E_{00}}{(E_{00}/k_B T) - \tanh(E_{00}/k_B T)} \quad (\text{I-27})$$

I.7. Inhomogénéité de la barrière Schottky : Modèle de Werner

Werner [5] a montré que l'interface entre le métal et le semi-conducteur n'est pas automatiquement plate mais rugueuse, avec le résultat des fluctuations spatiales de la tension de diffusion V_d et de la barrière Schottky ϕ_b , comme indiqué par le diagramme de bande de la Fig. I-12.

La rugosité de l'interface due aux :

- Les modulations d'épaisseur du métal
- Les marches atomiques
- Les dislocations
- Les joints de grains dans le métal

La barrière de Schottky ϕ_b est donnée par [5]:

$$\phi_b = V_d + \phi_n + V \quad (\text{I-28})$$

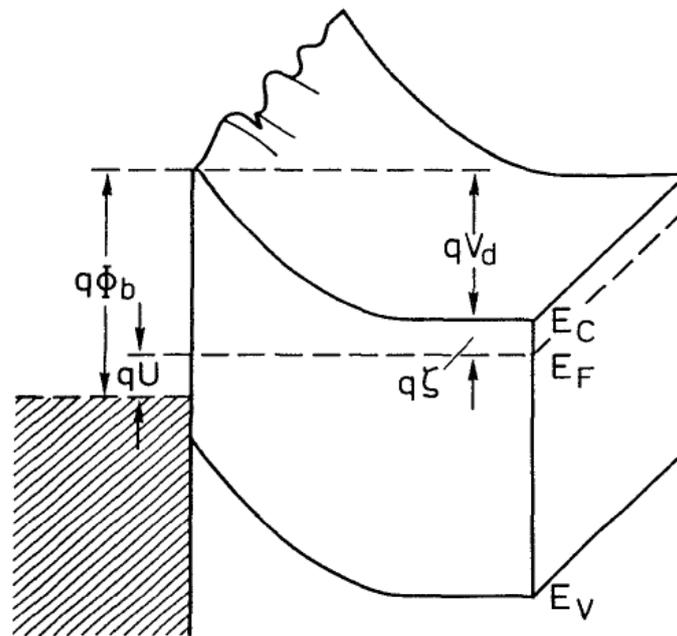


Fig. I-12 : Diagramme de bande bidimensionnel d'un contact Schottky inhomogène.

I.8. Distribution Gaussienne de la barrière Schottky :

Le comportement anormal des diodes Schottky a été attribué aux inhomogénéités de barrière présentes dans les contacts Schottky. Récemment, les inhomogénéités de barrière spatiale ont été décrites principalement avec une fonction de distribution gaussienne. Cette distribution a été largement acceptée pour corrélérer les données expérimentales. Palm et al [19] ont montré des images directes des fluctuations de hauteur de barrière Schottky (BH) à l'aide de la microscopie balistique à émission d'électrons (BEEM) et les ont corrélées avec une fonction de distribution gaussienne. Récemment, Vanalme et al [20] ont également montré des spectres BEEM représentant une distribution gaussienne des BH dans les semi-conducteurs Au/III-V [21].

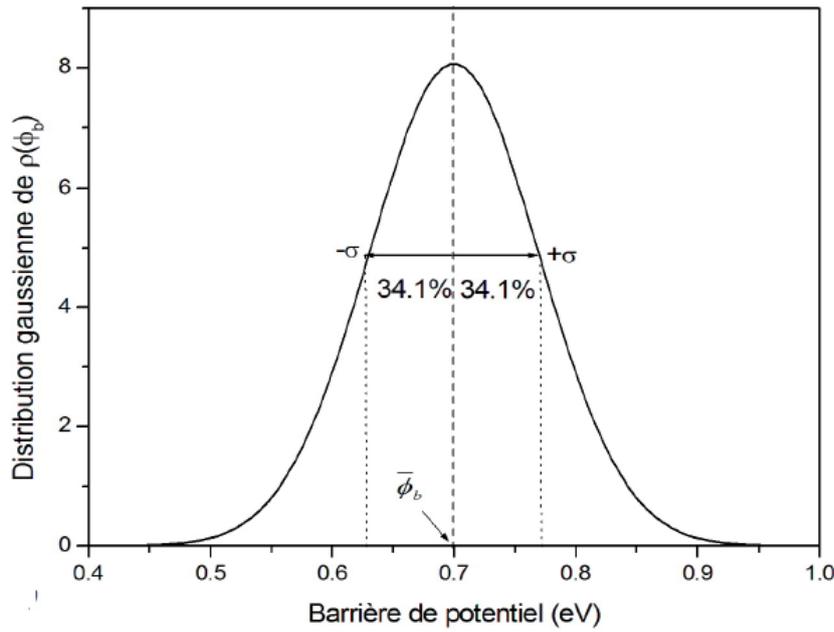


Fig. I-13 : Distribution Gaussienne de barrière de potentiel.

Le courant total à travers une diode Schottky contenant des inhomogénéités de barrière peut être écrit comme :

$$I(V) = \int i(V, \phi_b) \rho(\phi_b) d\phi_b \quad (I-29)$$

Où $i(V, \phi_b)$ est le courant à une polarisation V pour une barrière de hauteur ϕ_b donnée par :

$$i(V, \phi_b) = SA^*T^2 \exp\left[-\frac{q\phi_b}{k_B T}\right] \left[\exp\left(\frac{q(V - iR_s)}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (I-30)$$

$\rho(\phi_b)$ est la fonction de distribution Gaussien donnée par :

$$\rho(\phi_b) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\phi_b - \bar{\phi}_b)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (I-31)$$

Avec $\bar{\phi}_b$ est la valeur moyenne et σ est la déviation standard

En substituant $i(V, \phi_b)$ et $\rho(\phi_b)$ dans l'équation I-29 et en effectuant l'intégration de $-\infty$ à $+\infty$ pour les valeurs de ϕ_b , on obtient [21]:

$$I(V) = I_s \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nk_B T}\right) - 1 \right] \quad (I-32)$$

$$I_s = SA^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{ap}}{k_B T}\right) \quad (\text{I-33})$$

Où ϕ_{ap} est la barrière de potentiel apparente donnée par [22]:

$$\phi_{ap} = \overline{\phi_{b0}} - \frac{\sigma^2 q}{2k_B T} \quad (\text{I-34})$$

La variation du facteur d'idéalité apparente n avec la température T est donnée par :

$$\frac{1}{n_{ap}} - 1 = \rho_2 - \frac{q\rho_3}{2k_B T} \quad (\text{I-35})$$

On suppose que la moyenne $\overline{\phi_b}$ et σ varient linéairement avec le potentiel V , tels que :

$$\overline{\phi_b} = \overline{\phi_{b0}} + \rho_2 V \quad (\text{I-36})$$

$$\sigma = \sigma_0 + \rho_3 V \quad (\text{I-37})$$

Où ρ_2 et ρ_3 sont des coefficients quantifiant la déformation de tension de la distribution de la barrière de potentiel.

Avec $\overline{\phi_{b0}}$ et σ_0 sont la valeur moyenne et la déviation standard à la tension nulle.

I.9. Semi-conducteur carbure de silicium (SiC) :

Le SiC est un matériau récent par rapport au graphite et au diamant, puisqu'il a été produit synthétiquement au XIXe siècle. Cela est dû au fait que le SiC est très peu susceptible d'être trouvé dans la nature, sauf dans des environnements très spécifiques tels que les cheminées volcaniques ou les météorites. Mais depuis sa découverte, il a été rapidement appliqué dans l'industrie pour ses propriétés mécaniques uniques. Dernièrement est venu l'intérêt pour ses propriétés semi-conductrices avec les difficultés liées à la croissance de haute qualité cristalline et de matériaux purs. L'intérêt scientifique pour le matériau SiC est resté assez constant au cours de la première moitié du 20e siècle. Par la suite, l'augmentation graduelle des rapports scientifiques sur ce matériau a suivi les progrès technologiques majeurs dans ses techniques d'élaboration en vrac [23].

I.9.1. Structure Cristalline de SiC :

Le SiC monocristallin existe dans de nombreux polytypes différents. Cependant, la plupart des recherches se sont concentrées sur seulement trois types : 6H-SiC, 4H-SiC et 3C-SiC.

Dans tous les polytypes, chaque atome de silicium est lié à quatre atomes de carbone voisins. Chaque atome de carbone se lie à son tour à quatre atomes de silicium voisins de manière tétraédrique Fig. **I-14a**. Ces unités Si-C sont disposées dans une bicouche hexagonale avec Si et C occupant alternativement des sous-couches Fig. **I-14b** [24].

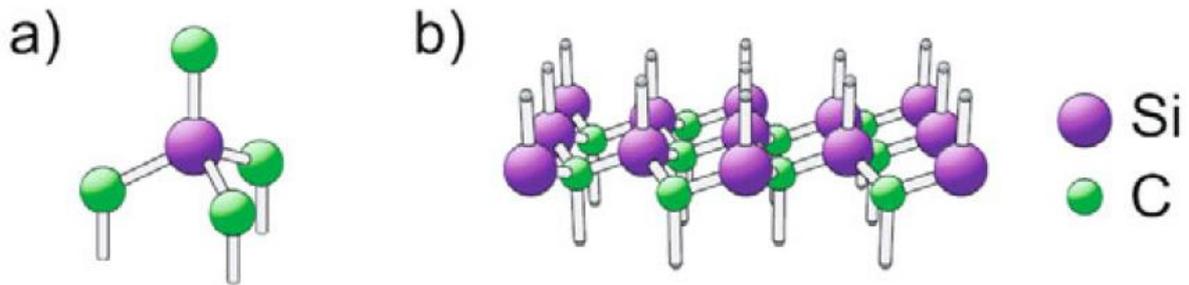


Fig. I-14 : Structure atomique du SiC : a) Arrangement tétraédrique entre un atome de carbone et quatre atomes de silicium b) Bicouche hexagonale avec Si et C dans des sites à coordination tétraédrique alternée.

I.9.2. Polytypisme de SiC :

Le carbure de silicium présente un polymorphisme bidimensionnel appelé polytypisme. Tous les polytypes ont un cadre hexagonal de bicouches SiC. Le cadre hexagonal est vu comme des feuilles de sphères de même rayon. Les feuilles sont les mêmes pour tous les plans de réseau. Cependant, la position relative du plan directement au-dessus ou au-dessous est légèrement décalée pour s'adapter aux "vallées" de la feuille adjacente dans un agencement serré. Il y a deux positions inégales pour les feuilles adjacentes. En référençant les positions possibles comme A, B et C, on peut construire des polytypes en organisant les feuilles dans un ordre répétitif spécifique. Ainsi, le seul polytype cubique dans SiC est 3C-SiC, qui a la séquence d'empilement ABCABC. Les polytypes 6H-SiC et 4H-SiC, ont des séquences d'empilement ABCACBABCACB... et ABCBABCBCB..., respectivement [25].

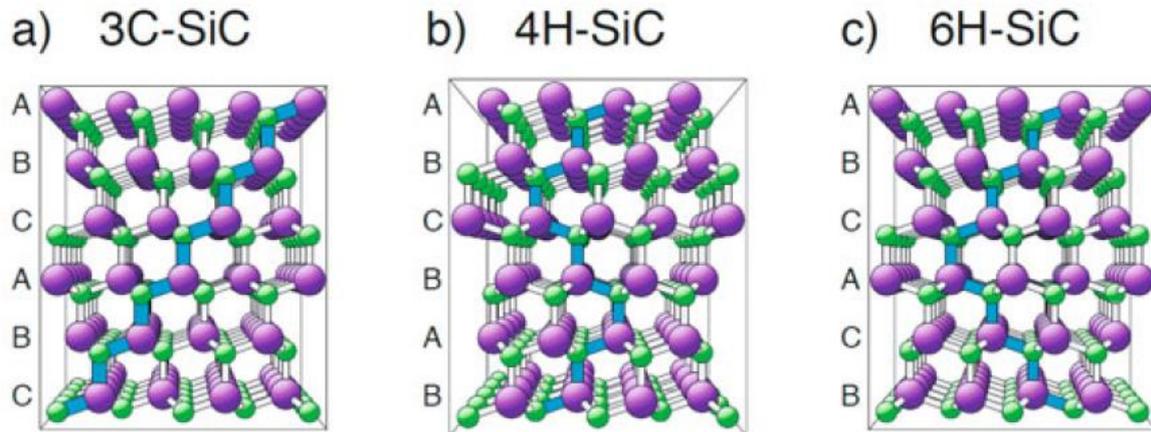


Fig. I-15 : Structure cristalline de différents polytypes de SiC: (a) cubique 3C-SiC, (b) hexagonal 4H-SiC et (c) hexagonal 6H-SiC [24].

I.9.3. Propriétés physique du SiC :

Propriété	3H-SiC	4H-SiC	6H-SiC	GaN	Diamant	Si
Bande d'énergie interdite à 300 K [eV]	2.2	3.26	3.0	3.4	5.45	1.1
Champ électrique de claquage ($N_D = 10^{17} / cm^3 (MV/cm)$)	1.2	2	2.4	1.3	5.6	0.2
Mobilité des trous ($N_D = 10^{16} / cm^3 (cm^2 / Vs)$)	40	115	50	150	2000	600
Mobilité des électrons ($N_A = 10^{16} / cm^3 (cm^2 / Vs)$)	900	1000	600	500	1900	1400
Vitesse de dérive des électrons de saturation ($10^7 cm / s$)	2.5	2.2	1.9	1.5	2.7	1
Constante diélectrique relative	9.7	10	9.6	8.9	5.7	11.8
Indice de réfraction	2.55	2.6	2.58	2.4	2.41	3.44

Tableau I-1 : Propriétés des polytypes SiC les plus stables par rapport aux autres matériaux semi-conducteurs [23].

Chapitre II: Méthodes d'Extraction des Paramètres

II.1. Méthode des moindres carrés :

II.1.1. Introduction :

Dans ce chapitre on présente la méthode des moindres carrés pour extraire les trois paramètres de la diode Schottky tels que : la hauteur de barrière ϕ_b , le facteur d'idéalité n et la résistance série R_s , à partir des caractéristiques expérimentales I-V.

II.1.2. Optimisation de la fonction S :

L'objectif de cette méthode est de réduire la différence moyenne absolue entre tous les N points de mesure entre le courant expérimental I^{ex} et l'ensemble des résultats de courant théoriques I^{th} , tel que déterminé par le modèle de l'équation suivante :

$$S = \sum_{i=1}^N (I_i^{ex} - I_i^{th})^2 \quad (II-1)$$

La méthode proposée par Osvald et Dobrocka [14] utilise l'écart moyen relatif :

$$S = \sum_{i=1}^N \left(\frac{I_i^{ex} - I_i^{th}}{I_i^{th}} \right)^2 \quad (II-2)$$

Pour minimiser la somme des carrées S , il faut résoudre les équations :

$$F_j(x) = \frac{\partial S}{\partial x} = 0 \quad (II-3)$$

En effectuant la dérivée en (II-2), on obtient:

$$F_j(x) = -2 \sum_{i=1}^N \left(\frac{I_i^{ex} - I_i^{th}}{I_i^{th}} \right) \frac{I_i^{ex}}{I_i^{th^2}} \frac{\partial I_i^{th}}{\partial x} = 0 \quad (II-4)$$

Où x représente tous les paramètres libres utilisés pour caractériser la courbe I-V.

Pour le cas des diodes homogènes, les paramètres requis sont ϕ_b , n et R_s alors :

$$\begin{cases} F_1 = \frac{\partial S}{\partial \phi_b} = 0 \\ F_2 = \frac{\partial S}{\partial R_s} = 0 \\ F_2 = \frac{\partial S}{\partial n} = 0 \end{cases} \quad (\text{II-5})$$

On obtient les dérivés de l'intensité de courant $\frac{\partial I_i^{th}}{\partial x}$ en utilisant l'expression du courant thermoïonique d'une diode Schottky réel :

$$I = I_s \left(\exp\left(\frac{\beta(V - R_s I)}{n}\right) - 1 \right) \quad (\text{II-6})$$

$$\text{Avec : } I_s = AA^* T^2 \exp(-\beta\phi_b) \quad (\text{II-7})$$

Où : $\beta = q/k_B T$ et A est l'aire de la diode Schottky.

Alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial I_i^{th}}{\partial \phi_b} = -\frac{n\beta I_i^{th}}{n + \beta R_s (I_i^{th} + I_s)} \\ \frac{\partial I_i^{th}}{\partial R_s} = -\frac{\beta I_i^{th} (I_i^{th} + I_s)}{n + \beta R_s (I_i^{th} + I_s)} \\ \frac{\partial I_i^{th}}{\partial n} = -\frac{\frac{\beta}{n} I_i^{th} (I_i^{th} + I_s) \left(\frac{V}{I_i^{th}} - R_s \right)}{n + \beta R_s (I_i^{th} + I_s)} \end{cases} \quad (\text{II-8})$$

La solution de la fonction S nécessite que le gradient soit nul, alors on obtient le système d'équations non linéaires :

$$\left\{ \begin{array}{l} F_1 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{I_i^{ex}}{I_i^{th}} - 1 \right) \frac{I_i^{ex}}{I_i^{th}} \left(\frac{1}{n + \beta R_S (I_i^{th} + I_S)} \right) = 0 \\ F_2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{I_i^{ex}}{I_i^{th}} - 1 \right) \frac{I_i^{ex}}{I_i^{th}} \left(\frac{(I_i^{th} + I_S)}{n + \beta R_S (I_i^{th} + I_S)} \right) = 0 \\ F_3 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{I_i^{ex}}{I_i^{th}} - 1 \right) \frac{I_i^{ex}}{I_i^{th}} \left(\frac{(I_i^{th} + I_S) \left(\frac{V}{I_i^{th}} - R_S \right)}{n + \beta R_S (I_i^{th} + I_S)} \right) = 0 \end{array} \right. \quad (\text{II-9})$$

On simplifiant le système d'équations :

$$\left\{ \begin{array}{l} F_1 = \sum_{i=1}^N g_1(I_i^{ex}, I_i^{th}, V_i) \\ F_2 = \sum_{i=1}^N g_2(I_i^{ex}, I_i^{th}, V_i) \\ F_3 = \sum_{i=1}^N g_3(I_i^{ex}, I_i^{th}, V_i) \end{array} \right. \quad (\text{II-10})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} g_1 = \left(\frac{I_i^{ex}}{I_i^{th}} - 1 \right) \frac{I_i^{ex}}{I_i^{th}} \left(\frac{(I_i^{th} + I_S)}{n + \beta R_S (I_i^{th} + I_S)} \right) \\ g_2(I_i^{ex}, I_i^{th}, V_i) = g_1(I_i^{ex}, I_i^{th}, V_i) (I_i^{th}, I_S) \quad \dots \\ g_3(I_i^{ex}, I_i^{th}, V_i) = g_2(I_i^{ex}, I_i^{th}, V_i) \left(\frac{V}{I_i^{th}} - R_S \right) \end{array} \right. \quad (\text{II-11})$$

II.1.3. Méthode de Newton Raphson :

La solution d'un système d'équations non linéaire II-9 peut être trouvée en utilisant la méthode de Newton Raphson. Cependant, comme cette méthode est connue pour ne converger que localement, le processus d'itération peut diverger si le premier point itéré est mal choisi, c'est-à-dire que le point initial choisi doit être très proche de la solution exacte.

Les trois paramètres simulés sont alors trouvés en résolvant un système d'équations non linéaires sous la forme :

$$x_{k+1} = x_k - J_k^{-1} F_k \quad (\text{II-12})$$

Où $x_k = \{\phi_b, R_S, n\}$ est le vecteur généré par l'algorithme de Newton à la k^{eme} étape.

x_{k+1} est le vecteur généré à l'étape k+1

J_k est le Jacobien du système calculé à l'étape k

Chaque composante du vecteur gradient et de Jacobien est un vecteur de N composantes.

Les trois paramètres extraient sont données par :

$$\begin{pmatrix} \phi_b \\ R_S \\ n \end{pmatrix}_{k+1} = \begin{pmatrix} \phi_{b0} \\ R_{S0} \\ n_0 \end{pmatrix} - J_k^{-1} \begin{pmatrix} F_1 \\ F_2 \\ F_2 \end{pmatrix} \quad (\text{II-13})$$

On obtient :

$$\begin{cases} \phi_{b(k+1)} = \phi_{b(k)} - (J_{(11)k}^{-1} F_{(1)k} + J_{(12)k}^{-1} F_{(2)k} + J_{(13)k}^{-1} F_{(3)k}) \\ R_{S(k+1)} = R_{S(k)} - (J_{(21)k}^{-1} F_{(1)k} + J_{(22)k}^{-1} F_{(2)k} + J_{(23)k}^{-1} F_{(3)k}) \\ n_{k+1} = n_k - (J_{(31)k}^{-1} F_{(1)k} + J_{(32)k}^{-1} F_{(2)k} + J_{(33)k}^{-1} F_{(3)k}) \end{cases} \quad (\text{II-14})$$

Avec : J^{-1} est la matrice transposé de Jacobi donnée par :

$$J^{-1} = \frac{1}{\det(J)} (b_{ij}^T) \quad (\text{II-15})$$

$$b_{ij} = (-1)^{i+j} J_{ij}$$

Les composantes de la matrice Jacobien sont données par : $J_{ij} = \frac{\partial F_i(x)}{\partial x_j}$

L'algorithme génère les vecteurs suivants $x_k = \{\phi_{bk}, R_{Sk}, n_{0k}\}$ successives jusqu'à ce que la condition de précision soit satisfaite, en commençant par un point initial qui correspond à un vecteur $x_0 = \{\phi_{b0}, R_{S0}, n_0\}$.

Le processus itératif I-14 se répète tant que la correction à ajouter est supérieur à une certains valeur ε fixée au départ, tel que :

$$\max |x_{k+1} - x_k| \geq \varepsilon \quad (\text{II-16})$$

II.1.4. Calcul du gradient F et du Jacobien J :

Pour calculer le Jacobien J, on doit calculer les dérivées secondes de la fonction S:

$$J = \begin{pmatrix} dF_{11} & dF_{12} & dF_{13} \\ dF_{21} & dF_{22} & dF_{23} \\ dF_{31} & dF_{32} & dF_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial F_1}{\partial \phi_b} & \frac{\partial F_1}{\partial R_s} & \frac{\partial F_1}{\partial n} \\ \frac{\partial F_2}{\partial \phi_b} & \frac{\partial F_2}{\partial R_s} & \frac{\partial F_2}{\partial n} \\ \frac{\partial F_3}{\partial \phi_b} & \frac{\partial F_3}{\partial R_s} & \frac{\partial F_3}{\partial n} \end{pmatrix} \quad (\text{II-17})$$

En dérivant les composantes du vecteur F, on obtient la matrice du Jacobien J.

On trouve les expressions des dérivées secondes comme :

$$dF_{11} = \sum_{i=1}^N \left(a \frac{\partial I_i^{th}}{\partial \phi_b} - \left(\frac{I_i^{ex}}{I_i^{th}} - 1 \right) \left(\frac{I_i^{ex}}{I_i^{th}} \right) \left(\frac{-\beta^2 R_s I_s + \beta R_s \frac{\partial I_i^{th}}{\partial \phi_b}}{(n + \beta R_s (I_i^{th} + I_s))^2} \right) \right) \quad (\text{II-18})$$

$$dF_{12} = \sum_{i=1}^N \left(a \frac{\partial I_i^{th}}{\partial R_s} - \left(\frac{I_i^{ex}}{I_i^{th}} - 1 \right) \left(\frac{I_i^{ex}}{I_i^{th}} \right) \left(\frac{\beta (I_i^{th} + I_s) + \beta R_s \frac{\partial I_i^{th}}{\partial R_s}}{(n + \beta R_s (I_i^{th} + I_s))^2} \right) \right) \quad (\text{II-19})$$

$$dF_{13} = \sum_{i=1}^N \left(a \frac{\partial I_i^{th}}{\partial n} - \left(\frac{I_i^{ex}}{I_i^{th}} - 1 \right) \left(\frac{I_i^{ex}}{I_i^{th}} \right) \left(\frac{1 + \beta R_s \frac{\partial I_i^{th}}{\partial n}}{(n + \beta R_s (I_i^{th} + I_s))^2} \right) \right) \quad (\text{II-20})$$

Tel que :

$$a = - \frac{I_i^{ex}}{I_i^{th^2}} \left(\frac{I_i^{ex}}{I_i^{th}} \right) \left(\frac{1}{n + \beta R_s (I_i^{th} + I_s)} \right) \frac{\partial I_i^{th}}{\partial \phi_b} - \frac{I_i^{ex}}{I_i^{th^2}} \left(\frac{I_i^{ex}}{I_i^{th}} - 1 \right) \left(\frac{1}{n + \beta R_s (I_i^{th} + I_s)} \right) \quad (\text{II-21})$$

Pour simplifier, on pose :

$$\begin{cases} dF_{11} = \sum_{i=1}^N dg_{11}(I_i^{th}, I_i^{ex}, V_i) \\ dF_{12} = \sum_{i=1}^N dg_{12}(I_i^{th}, I_i^{ex}, V_i) \\ dF_{13} = \sum_{i=1}^N dg_{13}(I_i^{th}, I_i^{ex}, V_i) \end{cases} \quad (\text{II-22})$$

$$\begin{cases} dF_{21} = \sum_{i=1}^N \left(dg_{11} (I_i^{th} + I_s) + g_1 \left(-\beta I_s + \frac{\partial I_i^{th}}{\partial \phi_b} \right) \right) \\ dF_{22} = \sum_{i=1}^N \left(dg_{12} (I_i^{th} + I_s) + g_1 \left(\frac{\partial I_i^{th}}{\partial R_s} \right) \right) \\ dF_{23} = \sum_{i=1}^N \left(dg_{13} (I_i^{th} + I_s) + g_1 \left(\frac{\partial I_i^{th}}{\partial n} \right) \right) \end{cases} \quad (\text{II-23})$$

Aussi pour simplifier, on pose :

$$\begin{cases} dF_{21} = \sum_{i=1}^N dg_{21} (I_i^{th}, I_i^{ex}, V_i) \\ dF_{22} = \sum_{i=1}^N dg_{22} (I_i^{th}, I_i^{ex}, V_i) \\ dF_{23} = \sum_{i=1}^N dg_{23} (I_i^{th}, I_i^{ex}, V_i) \end{cases} \quad (\text{II-24})$$

$$\begin{cases} dF_{31} = \sum_{i=1}^N \left(dg_{21} \left(\frac{V_i}{I_i^{th}} - R_s \right) + g_2 \left(-\frac{V_i}{I_i^{th^2}} \right) \left(\frac{\partial I_i^{th}}{\partial \phi_b} \right) \right) \\ dF_{32} = \sum_{i=1}^N \left(dg_{22} \left(\frac{V_i}{I_i^{th}} - R_s \right) + g_2 \left(-\frac{V_i}{I_i^{th^2}} \right) \left(\frac{\partial I_i^{th}}{\partial R_s} - 1 \right) \right) \\ dF_{33} = \sum_{i=1}^N \left(dg_{21} \left(\frac{V_i}{I_i^{th}} - R_s \right) + g_2 \left(-\frac{V_i}{I_i^{th^2}} \right) \left(\frac{\partial I_i^{th}}{\partial n} \right) \right) \end{cases} \quad (\text{II-25})$$

II.1.5. Algorithme et l'organigramme :

La technique des moindres carrés utilise l'algorithme des processus suivants :

- 1- Simulation du vecteur I_i^{th} .
- 2- Calcul des dérivées premières de la fonction S (F_1, F_2, F_3).
- 3- Calcul des dérivées secondes ($dF_{11}, dF_{12}, dF_{13}, dF_{21}, dF_{22}, dF_{23}, dF_{31}, dF_{32}, dF_{33}$).
- 4- Formation du gradient F et du Jacobien J.
- 5- Résolution du système d'équations (II-9) par la méthode de Newton-Raphson.
- 6- Test d'arrêt (II-16) : Arrête le processus itératif si le critère de convergence est rempli.
Sinon aller à l'étape 1.

La Fig. I-1 montre l'organigramme qui schématise les principales procédures de calcul. On utilise le langage de programmation « Fortran Power Station » pour traduire et effectuer l'automatisation de l'algorithme. On utilise la méthode de Gromov directe pour le bon choix des valeurs initiales de ϕ_b, R_s, n .

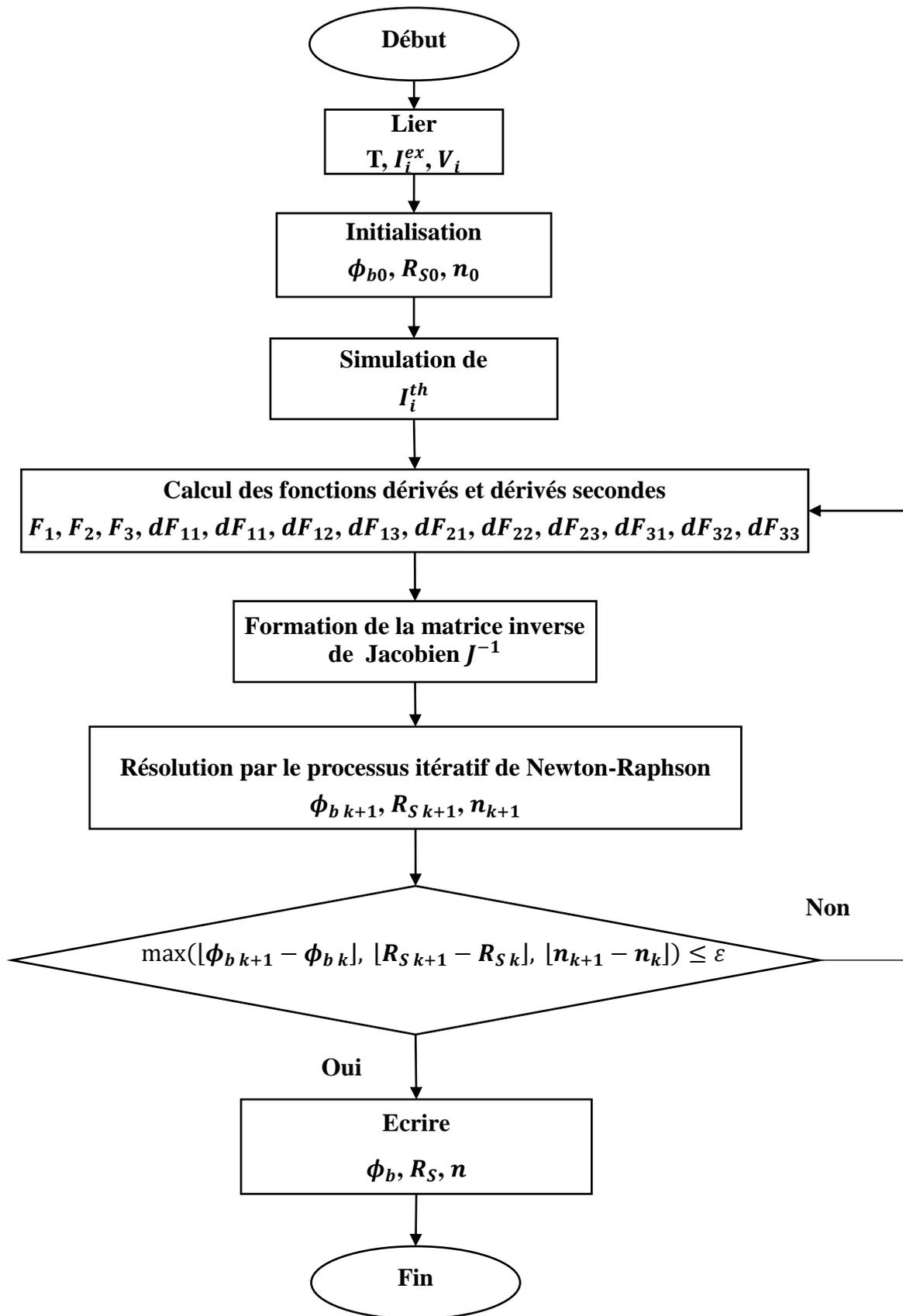


Fig. II-1 L'organigramme de l'extraction des paramètres par la méthode de Newton-Raphson.

II.2. Méthode directe de Gromov :

II.2.1. Introduction :

Gromov et Pugachevich [26] ont présenté deux méthodes pour déterminer les paramètres de la diode Schottky à partir des caractéristiques I-V directes. L'une des méthodes comprend la présentation de la fonction standard $I = f(V)$ comme $V = f(I)$ et la détermination des facteurs C_0, C_1, C_2 de cette fonction qui fournit le calcul de la résistance série R_s , la hauteur de barrière ϕ_b et le facteur d'idéalité n . Cette méthode permet l'automatisation du processus de mesure.

II.2.2. Etapes de la Méthode :

On sait que la caractéristique courant-tension d'une diode Schottky réel est donné par :

$$I = I_s \left(\exp\left(\frac{\beta(V - R_s I)}{n}\right) - 1 \right) \quad (\text{II-26})$$

Où V est la tension mesurée expérimentalement et $R_s I$ est la tension aux bornes de la résistance série.

Si $V \gg k_B T$, l'équation II-26 devient:

$$I = I_s \exp\left(\frac{\beta(V - R_s I)}{n}\right) \quad (\text{II-27})$$

Où $I_s = AA^* T^2 \exp(-\beta\phi_b) = I_0 \exp(-\beta\phi_b)$

$$\text{Alors : } I = I_0 \exp\left(\beta\left(\frac{(V - R_s I)}{n} - \phi_b\right)\right) \quad (\text{II-28})$$

D'après II-28 on obtient :

$$V(I) = n\beta^{-1} \ln I - n\beta^{-1} \ln I_0 + n\phi_b + IR_s \quad (\text{II-29})$$

En tenant compte du fait que ϕ_b , n et R_s sont les constantes pour la fonction donnée, l'expression II-29 devient sous la forme :

$$V(I) = C_0 + C_1 I + C_2 \ln I \quad (\text{II-30})$$

$$\text{Avec : } \begin{cases} C_0 = -n\beta^{-1} \ln I_0 + n\phi_b \\ C_1 = R_s \\ C_2 = n\beta^{-1} \end{cases} \quad (\text{II-31})$$

Les valeurs des facteurs (C_0, C_1, C_2) peuvent être obtenues par la méthode des moindres carré :

$$S = \sum_{i=1}^N (V - V_{\text{exp}})^2 \quad (\text{II-32})$$

Ce qui donne le système d'équations :

$$\begin{cases} C_1 \sum_{i=1}^N I_i + C_2 \sum_{i=1}^N \ln I_i + C_0 N = \sum_{i=1}^N V_i \\ C_1 \sum_{i=1}^N I_i^2 + C_2 \sum_{i=1}^N I_i \ln I_i + C_0 \sum_{i=1}^N I_i = \sum_{i=1}^N I_i V_i \\ C_1 \sum_{i=1}^N I_i \ln I_i + C_2 \sum_{i=1}^N \ln^2 I_i + C_0 \sum_{i=1}^N \ln I_i = \sum_{i=1}^N V_i \ln I_i \end{cases} \quad (\text{II-33})$$

Le système d'équations linéaires (II-33) avec 3 inconnues (C_0, C_1, C_2) , peut être résolu par la méthode de Kramer :

$$\begin{cases} A_1 C_1 + A_2 C_2 + A_3 C_0 = A_4 \\ B_1 C_1 + B_2 C_2 + B_3 C_0 = B_4 \\ D_1 C_1 + D_2 C_2 + D_3 C_0 = D_4 \end{cases} \quad (\text{II-34})$$

En calculant les déterminants :

$$\det = \begin{vmatrix} A_1 & A_2 & A_3 \\ B_1 & B_2 & B_3 \\ C_1 & C_2 & C_3 \end{vmatrix} ; \det_1 = \begin{vmatrix} A_4 & A_2 & A_3 \\ B_4 & B_2 & B_3 \\ C_4 & C_2 & C_3 \end{vmatrix} ; \det_2 = \begin{vmatrix} A_1 & A_4 & A_3 \\ B_1 & B_4 & B_3 \\ C_1 & C_4 & C_3 \end{vmatrix} ; \det_3 = \begin{vmatrix} A_1 & A_2 & A_4 \\ B_1 & B_2 & B_4 \\ C_1 & C_2 & C_4 \end{vmatrix}$$

On obtient :

$$C_1 = \frac{\det_1}{\det} ; \quad C_2 = \frac{\det_2}{\det} ; \quad C_0 = \frac{\det_3}{\det}$$

D'après (II-31) et en utilisant les valeurs de C_0, C_1, C_2 précédentes, on peut déduire les valeurs de ϕ_b, n et R_s par les équations :

$$\begin{cases} \phi_b = \frac{\beta^{-1} C_0}{C_2} + \beta^{-1} \ln I_0 \\ R_s = C_1 \\ n = \beta C_2 \end{cases} \quad (\text{II-35})$$

Chapitre III : Résultats et Discussion

III.1. Introduction :

Dans ce chapitre, on va analyser les caractéristiques expérimentales courant-tension (I-V) directe et inverse à différentes températures pour la diode Schottky WC/4H-SiC. Les données expérimentales sont prises de littératures [27]. Les paramètres de la diode Schottky (ϕ_b, R_s, n) seront extraites à partir des caractéristiques expérimentales (I-V) en polarisation directe par l'application de la méthode des moindres carrés développée précédemment. Ces paramètres seront modélisés selon le modèle inhomogène de Werner.

III.2. Fabrication des échantillons :

Une plaquette commerciale de type n 4H-SiC, avec une couche épitaxie de 9,5 mm d'épaisseur ayant une concentration de dopage nominale $N_d = 8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, a été utilisée comme matériau de départ. Sur cet échantillon, des diodes Schottky de surface active de contact $A = 4,53 \times 10^{-2} \text{ cm}^2$ ont été fabriquées, en utilisant du carbure de tungstène (WC) comme barrière en métal. Avant le traitement frontal de la plaquette, un contact arrière de grande surface a été fabriqué par dépôt de Ni suivi d'un recuit thermique rapide (RTA) à 950 °C dans N_2 . Ensuite, une couche de WC de 80 nm d'épaisseur a été déposée par pulvérisation magnétron DC. Les diodes Schottky ont été caractérisées à la fois avant (telles que déposées) et après traitement de recuit à 700 °C pendant 10 min dans une atmosphère N_2 . Pour les échantillons sélectionnés, la dépendance à la température des caractéristiques I-V directes et inverses (I-V-T) a été surveillée dans la plage de 25 à 125 °C [27].

III.3. Caractéristiques I-V expérimentales en polarisation directe et en inverse :

Les caractéristiques I-V directes et inverse sont affichées sur Fig. III-1 pour cinq différentes températures de mesure (de 298 à 398 K). Comme le montre cette figure, le courant direct et inverse de la diode Schottky WC/4H-SiC augmente avec l'augmentation du voltage et de la température de mesure. Pour les courants directs (Fig. III-1 a) on observe la présence d'une

partie linéaire à basse voltage puis une partie sous forme d'une courbure due à la résistance du contact.

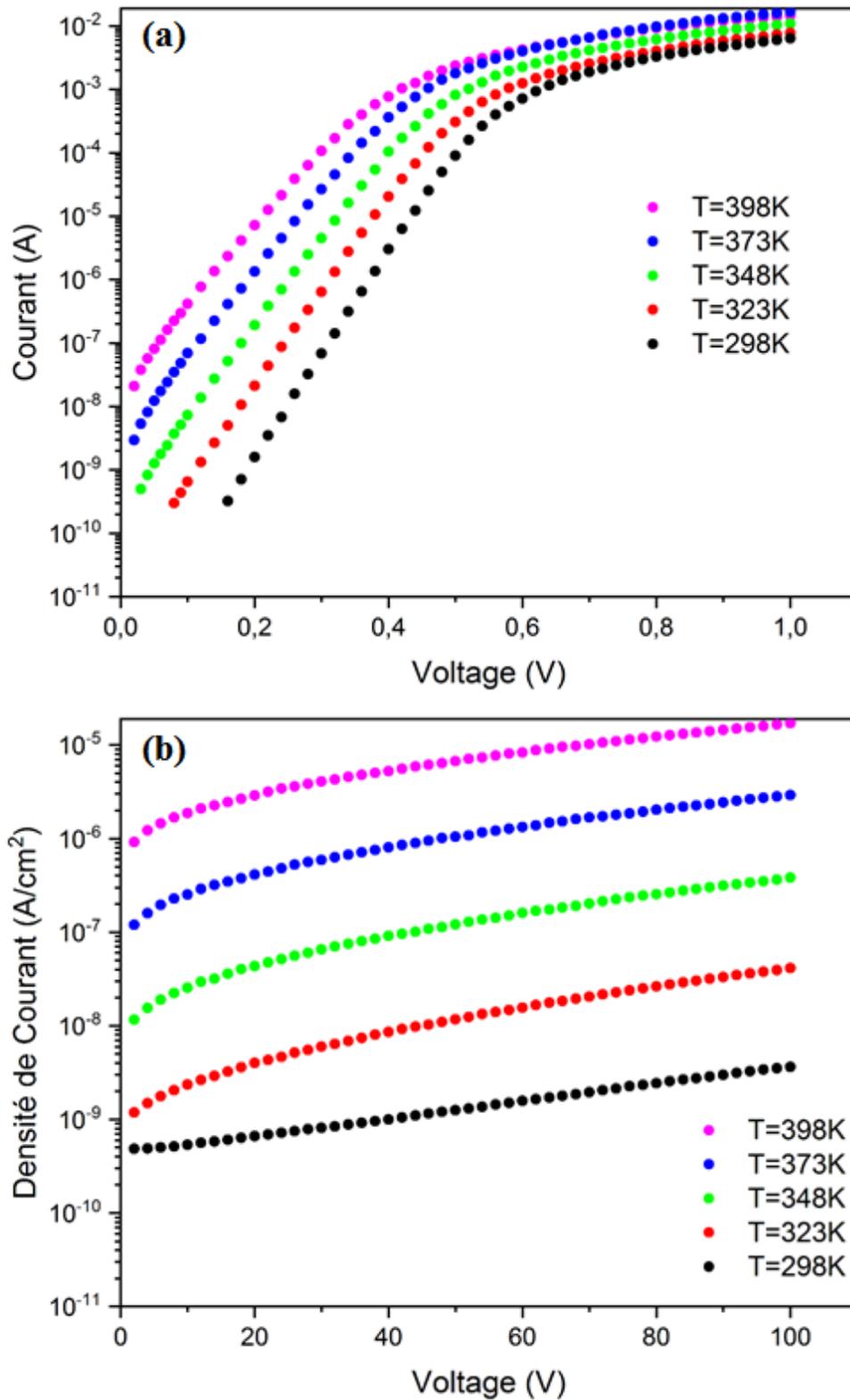


Fig. III-1 : Caractéristiques I-V expérimentales à différentes températures pour la diode Schottky WC/4H-SiC. (a) courant directe, (b) courant inverse.

III.4. Extraction des paramètres (ϕ_b, n, R_s) à partir des Caractéristiques I-V en polarisation directe :

D'abord, pour déterminer le type de courant prépondérant dans ce cas, on doit comparer la valeur de E_{00} avec la valeur $k_B T$. Pour $T = 298\text{K}$ par exemple, on trouve : $E_{00} \approx 1.17 \times 10^{-3}\text{eV}$ et $k_B T \approx 3.43 \times 10^{-2}\text{eV}$, soit $\frac{k_B T}{E_{00}} \approx 29.32$

Donc $k_B T \gg E_{00}$, ce qui implique que le courant thermoionique est le courant prépondérant et les trois paramètres sont extraits à partir de la méthode des moindres carrées présentée dans le deuxième chapitre.

Dans le Tableau III-1 on résume les différentes valeurs des trois paramètres (ϕ_b, n, R_s) extraits par la méthode directe de Gromov et par la méthode itérative d'Osvald pour différentes températures. On rappelle que les trois paramètres extraits par la méthode directe de Gromov sont pris comme des valeurs initiales pour la méthode itérative d'Osvald.

Température (K)	Méthode de Gromov			Méthode d'Osvald		
	ϕ_b	R_s	n	ϕ_b	R_s	n
298	1,04842	62,36798	1,06053	1,05344	65,40776	1,04081
323	1,05292	56,67991	1,07120	1,0577	60,64176	1,04385
348	1,06552	42,54193	1,05182	1,06385	44,68034	1,04269
373	1,07048	29,32920	1,05671	1,06595	31,02128	1,05071
398	1,07878	36,09170	1,04957	1,07214	37,82535	1,04961

Tableau III-1 : Les valeurs des trois paramètres (ϕ_b, n, R_s) extraits par la méthode directe de Gromov et par la méthode itérative d'Osvald.

La Fig. III-2 montre les caractéristiques I-V expérimentales et simulées (les courbes simulées sont obtenus en utilisant les trois paramètres ϕ_b, n, R_s extraits par la méthode d'Osvald) en polarisation directe. Les caractéristiques I-V simulées sont confondues avec celles expérimentales. Ce qui signifie que les paramètres extraits sont corrects.

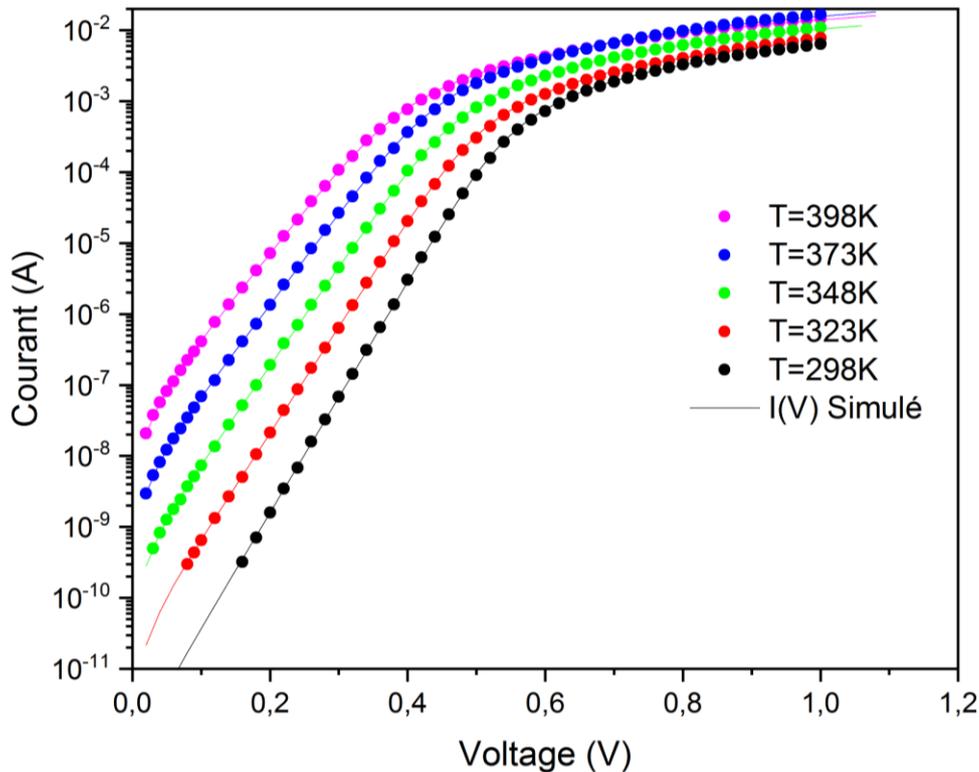


Fig. III-2 : Caractéristiques I-V directes expérimentales et simulées à différentes températures pour une diode Schottky WC/4H-SiC.

III.5. Caractéristiques I-V simulées en polarisation inverse :

Prenant les valeurs de la hauteur de barrière (ϕ_b) obtenus à partir des caractéristiques I-V directes et on calcule (simule) les courants inverses par les deux théories tunnel et thermoïonique. La Fig. III-3 montre les caractéristiques I-V expérimentales et simulées en polarisation inverse. Comme le montre cette figure, les courbes J-V expérimentales sont en bon accord avec les courbes simulées (lignes continues) par la théorie du courant tunnel (thermoïonique assisté par effet du champ –TFE-). Le courant thermoïonique (lignes tirés) est négligeable devant les courants : expérimental et tunnel. Ce résultat prouve clairement que le courant tunnel est prépondérant en polarisation inverse.

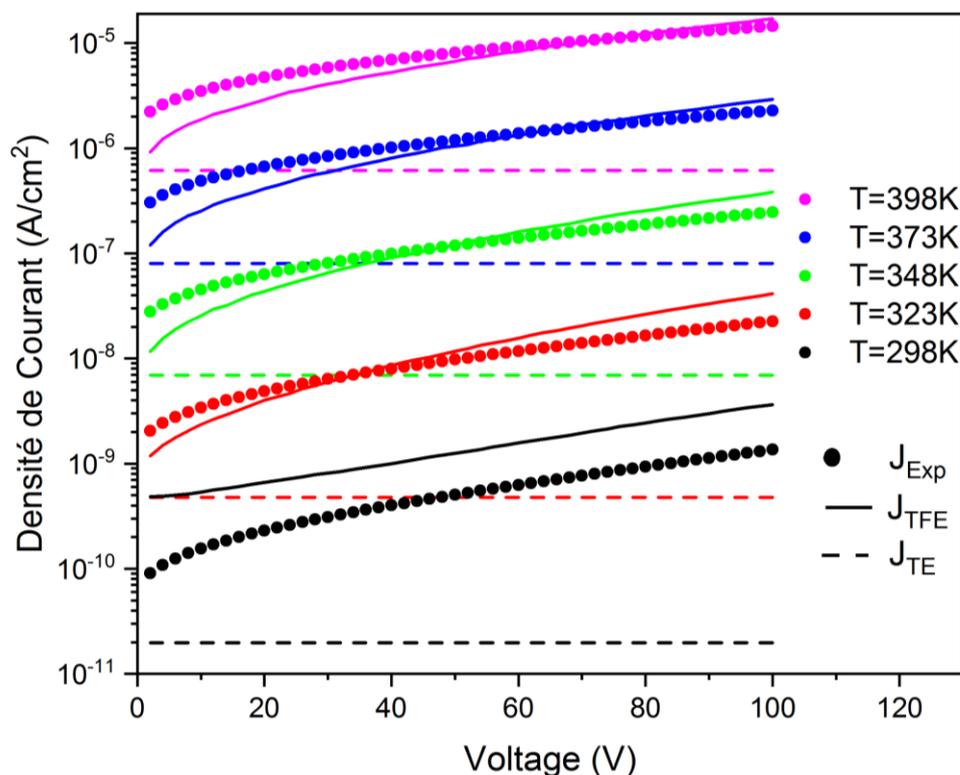


Fig. III-3 : Caractéristiques I-V inverses expérimentales et simulées à différentes températures pour une diode Schottky WC/4H-SiC. Les lignes continues représentent le courant TFE simulé et les tirets représentent le courant TE simulé.

III.6. L'effet de température sur la hauteur de barrière :

La Fig. III-4 représente la variation de la hauteur de barrière ϕ_b en fonction de la température pour la structure WC/4H-SiC. On voit que la hauteur de barrière augmente avec l'augmentation de la température. La hauteur de barrière ϕ_b varie de 1.053 eV à 1.072 eV. Cette barrière est différente de la hauteur de barrière théorique $q\phi_b = q\phi_m - q\chi_s = 1.66$ eV, sachant que le travail de sortie du carbure de tungstène est $q\phi_m = 4.9$ eV et l'affinité électronique du 4H-SiC est $q\chi_s = 3.24$ eV. Cette différence signifie que l'interface WC/4H-SiC contient beaucoup des états d'interface et la hauteur de barrière est conditionné par le travail de sortie du métal et la densité de ces états d'interface.

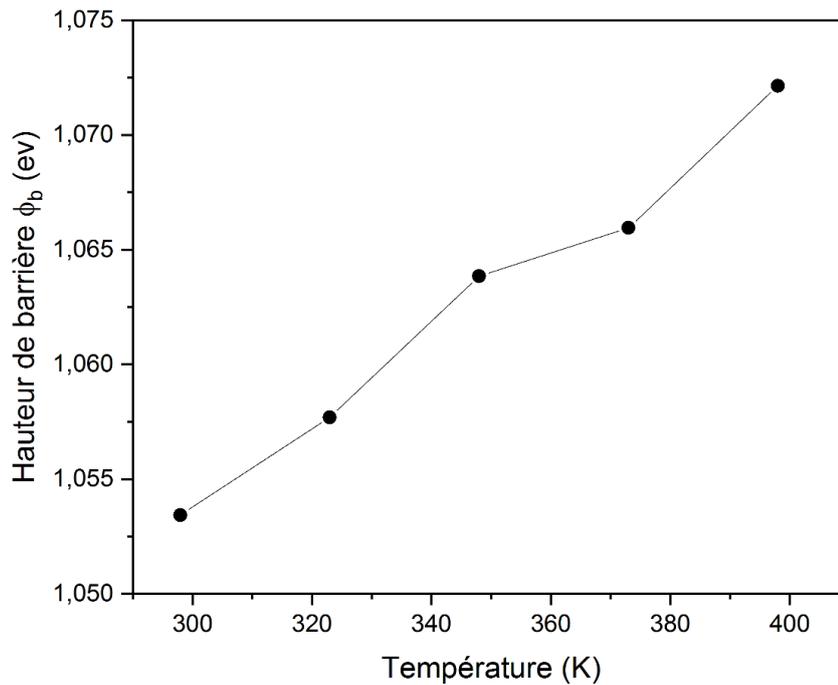


Fig. III-4 : Variation de la hauteur de barrière Schottky en fonction de la température pour la structure WC/4H-SiC.

III.7. L'effet de température sur le facteur d'idéalité :

La Fig. III-5 montre la variation du facteur d'idéalité n en fonction de la température, on voit que le facteur d'idéalité augmente avec l'augmentation de la température où il varie entre 1.041 et 1.050, les valeurs de n restent faible est très proche de la valeur idéale 1.

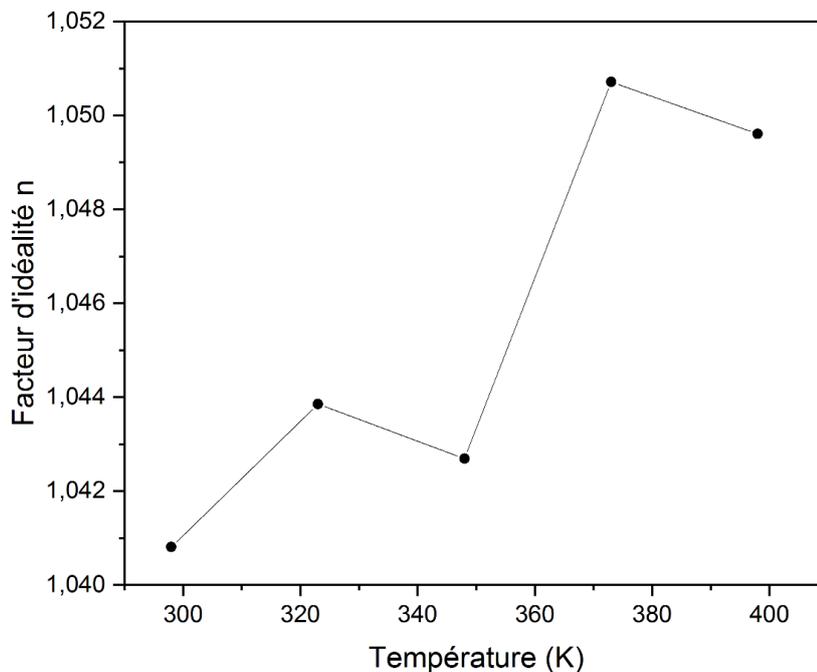


Fig. III-5 : Variation du facteur d'idéalité en fonction de la température pour la structure WC/4H-SiC.

III.8. L'effet de température sur la résistance série :

La Fig. III-6 montre que la résistance série diminue avec l'augmentation de la température, où elle varie entre 30 et 65 Ω .

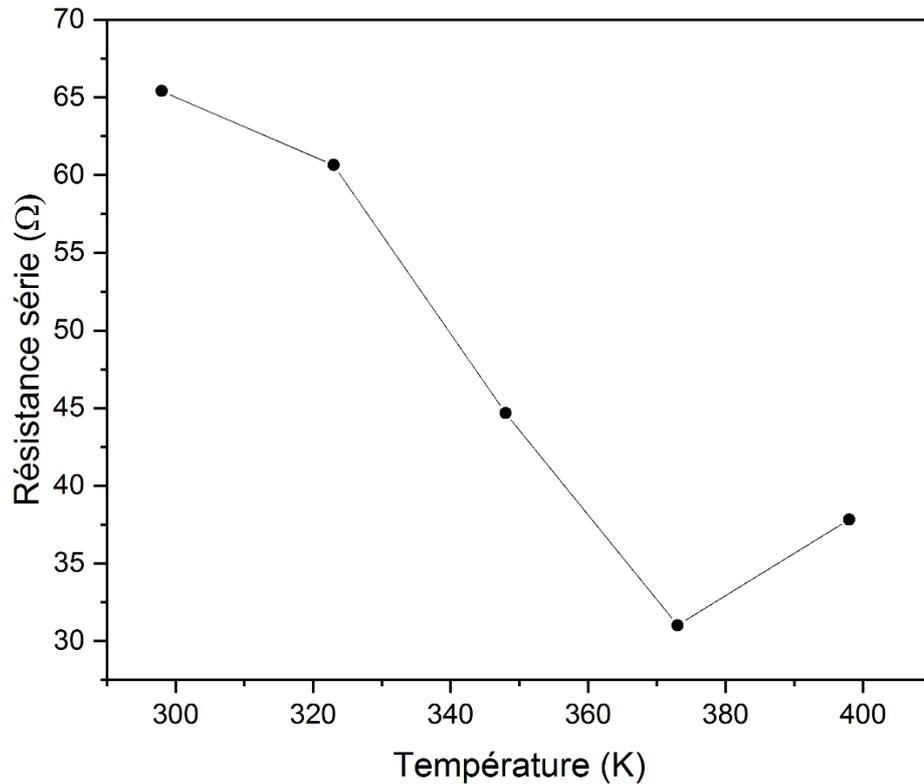


Fig. III-6 : Variation de résistance série en fonction de la température pour la structure WC/4H-SiC.

III.9. Barrière moyenne et déviation standard :

La Fig. III-7 montre la variation de la hauteur de barrière ϕ_b en fonction de $(q / 2k_B T)$, le tracer est une ligne droite qui est en accord avec l'équation théorique du modèle inhomogène proposé par Werner et Guttler.

$$\phi_{ap} = \overline{\phi_{b0}} - \frac{\sigma^2 q}{2k_B T}$$

L'intersection avec l'axe y et la pente de cette droite nous permet de déterminer la barrière moyenne $\overline{\phi_{b0}}$ et la déviation standard σ , respectivement, $\overline{\phi_{b0}} = 1.125 \text{ eV}$ et $\sigma = 0.061 \text{ eV}$

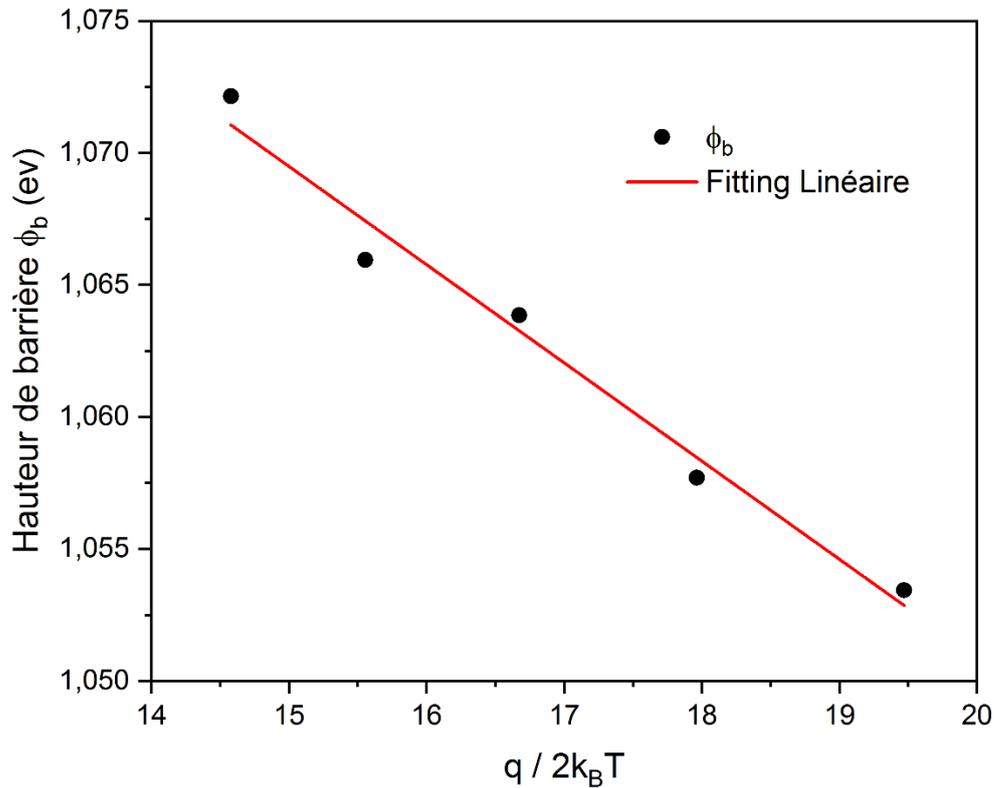


Fig. III-7 : Hauteur de barrière ϕ_b en fonction de $(q / 2k_B T)$ de la structure WC/4H-SiC.

III.10. Les Coefficients ρ_2, ρ_3 :

La Fig. III-8 montre la variation de $((1/n) - 1)$ en fonction de $(q / 2k_B T)$, le tracer est une ligne droite qui est en accord avec l'équation théorique du modèle inhomogène de Werner :

$$\frac{1}{n_{ap}} - 1 = \rho_2 - \frac{q\rho_3}{2k_B T}$$

L'intersection avec l'axe y et la pente de cette droite nous permet de déterminer les constants ρ_2 et ρ_3 , respectivement $\rho_2 = 0,07411$ et $\rho_3 = 1.81$ mV.

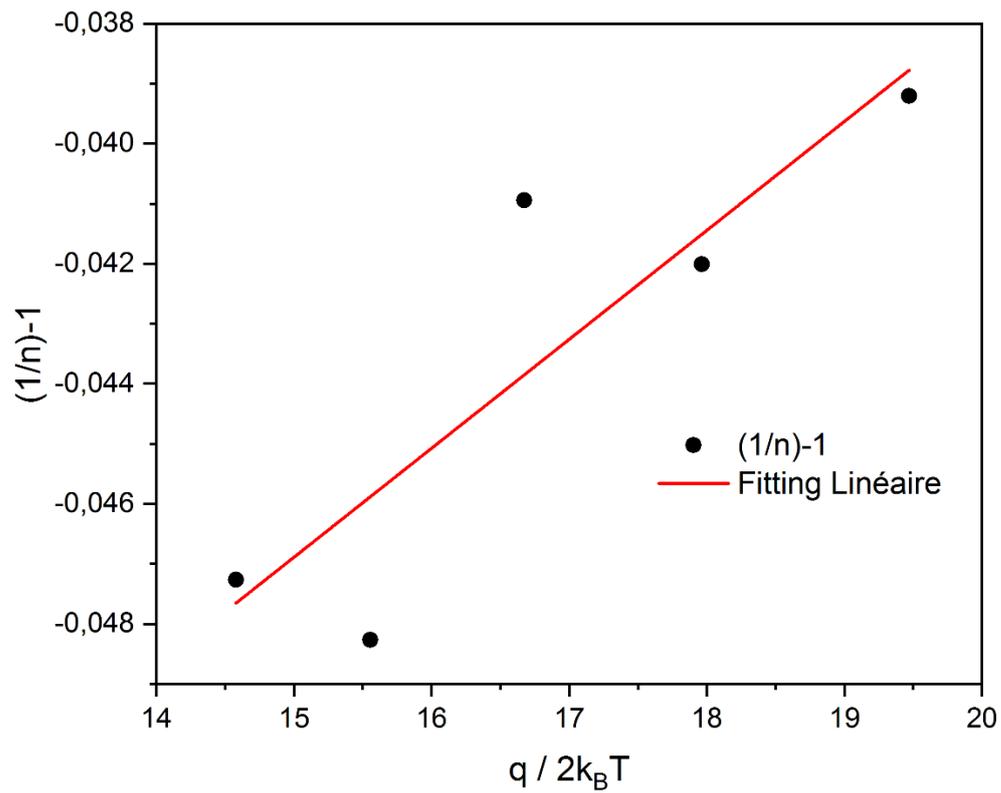


Fig. III-8 : Variation de $((1/n)-1)$ en fonction de $(q/2k_B T)$ de la structure WC/4H-SiC.

Conclusion générale

Dans le cadre de notre travail, nous avons intéressé sur l'étude de l'inhomogénéité de la structure carbure de tungstène/carbure de silicium (WC/4H-SiC), en basant sur l'extraction des paramètres homogènes (la barrière de potentiel ϕ_b , la résistance série R_s , le facteur d'idéalité n) par la méthode des moindres carrés à partir des caractéristiques expérimentales courant-tension I-V en polarisation directe. La variation de la hauteur de barrière en fonction de la température est modélisée selon le modèle inhomogène de Werner.

Notre étude donne les résultats suivants :

- 1- En polarisation directe, le courant prépondérant est le courant thermoïonique, nous avons remarqué que ce courant augmente avec l'augmentation de la tension et de la température avec la présence d'une partie linéaire à basses tensions suivi par une courbure qui est généralement dû à la résistance de contact.
- 2- En polarisation inverse, Nous avons trouvé que le courant thermoïonique est négligeable devant le courant tunnel (thermoïonique assisté par effet de champ - TFE -) qui aussi augmente avec l'augmentation de la tension et de la température.
- 3- Concernant la variation de la barrière de potentiel ϕ_b en fonction de la température, nous avons trouvé que la barrière augmente avec l'augmentation de la température. La hauteur de barrière est conditionné à la fois par le travail de sortie du métal et les états de surface au niveau du contact métal/semi-conducteur.
- 4- Le facteur d'idéalité n augmente avec l'augmentation de la température, les valeurs restent proches de la valeur idéal 1.
- 5- La variation de la hauteur de barrière et du facteur d'idéalité avec la température s'explique par le modèle inhomogène.

Références

- [1] S. M. Sze et K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices* 3rd edition, Wiley-Interscience, 2006.
- [2] M. S. Tyagi et B. L. Sharma, *Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications*, Springer, 1984.
- [3] F. Bourouba, *Modélisation et simulation des contacts métal-semiconducteur à barrière inhomogène*, Mémoire Magister, Sétif: Université Ferhat Abbas, 2010.
- [4] A. Latreche, «Non-homogénéités dans les structures métal/semiconducteurs, Thèse Doctorat,» Université Farhat Abas, Sétif, 2012.
- [5] Werner J.H et Guttler H.H, *Barrier inhomogeneities at Schottky contacts*, *J. Appl. Phys.*, vol. 69, no. 3, 1522-1533, 1991.
- [6] J. P. Colinge et F. Van De Wiele, *Physique des Dispositifs Semi-conducteurs*, De Boeck, 1996.
- [7] O. Bonnanaud, *Physique des Solides, des Semiconducteurs et Dispositifs*, Université Rennes, 2003.
- [8] H. Mathieu et H. Fanet, *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques : Cours et exercices corrigés*, Dunod, 2009.
- [9] Mott N. F, *Note on the Contact between a Metal and an Insulator or Semiconductor*, *Proc. Cambr. Philos. Soc.*, vol. 34, 568, 1938..
- [10] Schottky W, *Halbleitertheorie der Sperrschicht*, *Naturwissenschaften*, vol. 26, 843, 1938..
- [11] E. H. Rhoderick et R. H. Williams, *Metal-Semiconductor Contacts* 2nd ed, Oxford, U.K.: Clarendon, 1988.
- [12] J. P. Colinge et C. A. Colinge, *Physics of Semiconductor Devices*, Springer, 2002.
- [13] H. A. Bethe, "Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers," *MTRadiat. Lab. Rep.*, 12-43 (1942).
- [14] J. Osvald et E. Dobrock, *Generalized approach to the parameter extraction from I-V characteristics of Schottky diodes*, *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 11, 1198-1202, (1996).
- [15] Padovani F.A et Stratton R, *Field and Thermionic-Field Emission in Schottky Barriers*, *Solid-State Electronics*, vol. 9, 695-707, 1966.
- [16] Jang M, and Lee J, *Analysis of Schottky Barrier Height in Small Contacts Using a Thermionic-Field Emission Model*, *ETRI Journal*, vol. 24, no. 6, pp. 455-461, 2002.

-
- [17] Crofton J, Porter L. M , et Williams J. R, The Physics of Ohmic Contacts to SiC, *phys.stat. sol. (b)*, vol. 202 , pp. 581-603, 1997.
- [18] Schoen, K. P., Woodall, J. M., Cooper, J. A., & Melloch, M. R. (1998). Design considerations and experimental analysis of high-voltage SiC Schottky barrier rectifiers. *IEEE Transactions on electron devices*, 45(7), 1595-1604.
- [19] Palm, H., Arbes, M., & Schulz, M. (1993). Fluctuations of the Au-Si (100) Schottky barrier height. *Physical review letters*, 71(14), 2224.
- [20] Vanalme, G. M., Goubert, L., Van Meirhaeghe, R. L., Cardon, F., & Van Daele, P. (1999), A ballistic electron emission microscopy study of barrier height inhomogeneities introduced in Au/III-V semiconductor Schottky barrier contacts by chemical pretreatments. *Semiconductor science and technology*, 14(9), 871.
- [21] Chand, S. (2002). An accurate approach for analysing an inhomogeneous Schottky diode with a Gaussian distribution of barrier heights. *Semiconductor science and technology*, 17(7), L36.
- [22] S. Zeyrek, M. M. Bulbul, S. Altindal, M. C. Baykul, and H. Yuzer. The Double Gaussian Distribution of Inhomogeneous Barrier Heights in Al/GaN/p-GaAs (MIS) Schottky Diodes in Wide Temperature Range. *Brazilian Journal of Physics*, 38, 04 (2008).
- [23] G. Rius et P. Godignon, *Epitaxial Graphene on Silicon Carbide: Modeling, Characterization, and Applications 1*, Pan Stanford, 2018.
- [24] M. B. Wijesundara et R. Azevedo, *Silicon Carbide Microsystems for Harsh Environments 1*, Springer, 2011.
- [25] S. E. Saddow et A. Agarwal, *Advances in Silicon Carbide Processing and Applications*, Artech House Inc, 2008.
- [26] D, Gromov. V, Pugachevish. Modified methods for the calculation of real Schottky-diode Parameters. *Appl. Phys. A59*, 331-333(1994).
- [27] Vivona, M., Greco, G., Bellocchi, G., Zumbo, L., Di Franco, S., Saggio, M., & Roccaforte, F. (2020). Electrical properties of inhomogeneous tungsten carbide Schottky barrier on 4H-SiC. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 54(5), 055101.
- [28] C. Ngo et H. Ngo, *Physique des semi-conducteurs 4e édition*, Dunod, 2012.

Abstract

In this work, the electrical behavior of tungsten carbide (WC) Schottky barrier on 4H-SiC was investigated. The electrical characteristics are analyzed on the basis of the standard thermionic emission model and the assumption of a Gaussian distribution of the barrier height. Extractions of barrier heights of tungsten carbide on silicon carbide (4H-SiC) Schottky diodes have been performed using forward current–voltage–temperature ($I-V-T$) measurements and the least-squares method. Therefore, it has been concluded that the temperature dependence of the forward ($I-V$) characteristics of the WC /4H-SiC contacts can be successfully explained on the basis of a thermionic emission conduction mechanism with Gaussianly distributed barriers. Interestingly, the temperature dependence of the leakage current under reverse bias could be described by considering the thermionic field emission model.

ملخص

في هذا العمل ، تم فحص السلوك الكهربائي لحاجز شوتكي من كربيد التنجستن (WC) على 4H-SiC. يتم تحليل الخصائص الكهربائية على أساس نموذج الانبعاث الحراري القياسي وافترض التوزيع الغوسي لارتفاع الحاجز. تم إجراء عمليات استخراج ارتفاعات حاجز كربيد التنجستن على ثنائيات كربيد السيليكون (4H-SiC) باستخدام قياسات التيار المباشر-الجهد-درجة الحرارة ($I-V-T$) وطريقة المربعات الصغرى. لذلك، تم استنتاج أن الاعتماد على درجة الحرارة للخصائص المباشرة ($I-V$) للوصلة WC / 4H-SiC يمكن تفسيره بنجاح على أساس آلية توصيل انبعاث حراري مع حواجز موزعة غوسية. ومن المثير للاهتمام ، أن الاعتماد على درجة الحرارة لتيار التسرب تحت الاستقطاب العكسي يمكن وصفه من خلال اعتبار نموذج انبعاث الحقل الحراري.

Resumé

Dans ce travail, le comportement électrique de la barrière Schottky en carbure de tungstène (WC) sur 4H-SiC a été étudié. Les caractéristiques électriques sont analysées sur la base du modèle d'émission thermionique standard et de l'hypothèse d'une distribution gaussienne de la hauteur de barrière. Des extractions de hauteurs de barrière de carbure de tungstène sur une diode Schottky en carbure de silicium (4H-SiC) ont été réalisées à l'aide de mesures directes courant-tension-température ($I-V-T$) et de la méthode des moindres carrés. Par conséquent, il a été conclu que la dépendance à la température des caractéristiques directes ($I - V$) des contacts WC / 4H-SiC peut être expliquée avec succès sur la base d'un mécanisme de conduction d'émission thermionique avec des barrières distribuées de manière gaussienne. Fait intéressant, la dépendance à la température du courant de fuite sous polarisation inverse pourrait être décrite en considérant le modèle d'émission de champ thermionique.