



RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

UNIVERSITE FERHAT ABBAS-SETIF

**Faculté des Sciences
Département de Physique**

THESE

PRESENTEE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE

DOCTORAT EN SCIENCES

Option: *PHYSIQUE DU SOLIDE*

Par

TOUMI SIHEM

Thème

***ETUDES DES COMPOSANTS ELECTRONIQUES (CELLULES
SOLAIRES, DIODES SCHOTTKY) EN UTILISANT LES
ALGORITHMES GENETIQUES ET LE LANGAGE VHDL AMS***

Soutenu le: 04 /07 / 2012

Jury:

Président:	M. CHEGAAR	Professeur	Université de Sétif
Rapporteur:	Z. OUENNOUGHI	Professeur	Université de Sétif
Examineurs:	A. TELIA	Professeur	Université de Constantine
	N. GUERFI	M. conférences A	Université de Tébessa

DEDICACES

« Je dédie ce travail à mes très chers parents, à mes
sœurs, à mon frère et à mon mari »

REMERCIEMENTS

Je remercie d'abord mon **DIEU** le tout puissant.

Je tiens à remercier infiniment mes très chères **PARENTS**, mes **SŒURS**, mon **FRERE** et toute ma famille pour le soutien et les conseils durant toute la période de la préparation de ma thèse.

Je remercie mon encadreur le Professeur **ZAHIR OUENNOUGHI** du Laboratoire optoélectronique et caractérisation des composants électroniques de l'université de Sétif, pour ses conseils précieux pour sa patience et son aide tout long de ce travail. Egalement je tiens à remercier le Professeur **G. PAPAIOUANNOU** pour son invitation pendant deux mois au laboratoire de Caractérisation des Composants Electroniques de l'université d'Athènes, en Grèce.

Je remercie infiniment mon mari le docteur **Tarek GUERFI** pour toute son aide ses corrections et ses conseils malgré sa charge quotidienne.

Je tiens à remercier le Professeur **M. CHEGAAR** pour avoir accepté de présider le jury de ma thèse.

Je remercie vivement aussi les membres du jury : le Professeur **A. TELIA** de l'université de Constantine et le docteur **N. GUERFI** : Maitre de Conférence A à l'université de Tébessa pour avoir tous accepté d'examiner le travail de cette thèse.

Je tiens à remercier aussi tout mes enseignants à l'université de Sétif en particulier :

- **Dr. A. MANSOURI** : pour son aide précieuse au début du travail de cette thèse, et pour les nombreuses discussions.
- **Dr.F.HAMIDA** : pour sa disponibilité et son aide au début de cette thèse.

Enfin je remercie tout mes amis et mes collègues.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	8
-----------------------	---

Chapitre I : DIODES SCHOTTKY ET CELLULES SOLAIRES

I. Introduction	13
I.1. Diodes Schottky	13
I.1.1. Structure Schottky	13
I.2. Mécanisme de transport dans le contact Schottky	16
I.2.1. Courant de l'émission thermoïonique	17
I.2.2. Courant de diffusion	19
I.2.3. Courant de diffusion-émission thermoïonique	20
I.2.4. Courant de l'effet tunnel	20
I.2.5. Courant des porteurs minoritaires	22
I.2.6. Effet Schottky	24
I.3.1. Théorie de la hauteur de la barrière de potentiel	25
I.3.2. Modèle homogène de la barrière de potentiel ϕ_b du contact Schottky	28
I.3.3. Inhomogénéité de la barrière de potentiel ϕ_B du contact Schottky	29
I.4. Applications des diodes Schottky	32
I.5. Diodes solaires	32

I.5.1. Technologie de la cellule solaire	32
I.5.2. Physique de la diode solaire	34
I.5.2.1. Caractéristique courant-tension I-V de la cellule solaire	35
I.5.3. Paramètres caractéristiques	40
I.5.3.1. Courant de court-circuit I_{sc}	40
I.5.3.2. Tension de circuit ouvert V_{oc}	42
I.5.3.3. Puissance maximale P_m	43
I.5.3.4. Rendement de la cellule solaire	43
I.5.3.5. Facteur de remplissage FF	44
I.5.4. Applications des systèmes photovoltaïques	44
I.5.5. Configuration du composant solaire	45
I.6. Modules solaires	46
I.7. Inhomogénéité des cellules solaires	47
Références	50

Chapitre II : DIODES SCHOTTKY A BASE DE SiC

II. Introduction	54
II.1. Méthodes utilisées	54
II.1.1. Fonction de Lambert W	54
II.1.2. Méthode d'optimisation vertical (VOM)	56
II.2. Etude de la caractéristique courant tension I-V simulée de la diode Schottky homogène	57

II.3. Etude de la caractéristique courant tension I-V simulée de la diode Schottky inhomogène	61
II.4. Caractérisation des diodes Schottky réelles a base de SiC	66
II.4.1. Le carbure de silicium SiC	66
II.4.1.1. Propriétés cristallographiques des SiC	66
II.4.1.2. Quelques propriétés physiques des structures SiC	67
II.4.1.3. Fabrication des échantillons W/4H-SiC, Mo/4H-SiC	69
II.4.2. Caractérisation des I-V-T pour la diode Schottky W/4H-SiC	71
II.4.3. Caractérisation des I-V-T pour la structure Mo/4H-SiC	78
II.4.3.1. Structure Schottky Mo/4H-SiC (D=150µm)	78
II.4.3.2. Structure Schottky Mo/4H-SiC (D=200µm)	81
II.4.3.3. Caractérisation des diodes Schottky Mo/4H-SiC par la méthode graphique de Werner	85
Références	87

Chapitre III : EXTRACTION DES PARAMETRES DES CELLULES SOLAIRES

III. Introduction	91
III.1. Méthodes et modèles de caractérisation	92
III.1.1. Modèle a un seul exponentiel	92
III.1.2. Méthode d'optimisation verticale	93
III.1.2.1. Optimisation verticale	93

III.1.3. Fonction de Lambert	94
III.1.3.1. Calcul de la fonction de Lambert W	95
III.1.3.2. Validation de la fonction de Lambert	97
III.2. Etude des structures solaires homogènes	98
III.2.1. Simulation de la caractéristique courant tension (I-V)	98
III.2.2. Extraction des paramètres de la structure solaire	102
III.3. Etude des structures solaires inhomogènes	104
III.3.1. Inhomogénéité des cellules solaires type métal-semiconducteur	104
III.3.2. Inhomogénéité des structures solaires type jonction pn	110
III.3.2.1. Inhomogénéité des structures solaires en obscurité	112
III.3.2.2. Inhomogénéité des structures solaires illuminées	115
III.3.2.2.1. Effet de l'inhomogénéité sur la tension de circuit ouvert V_{oc}	115
III.3.2.2.2. Effet de l'inhomogénéité sur le courant de court-circuit I_{sc}	116
III.4. Discussions	119
Références	121
CONCLUSIONS GENERALES	124
ANNEXE A : Description des échantillons utilisés	128
ANNEXE B : Système de Gromov pour la diode Schottky	129
ANNEXE C: Calcul des dérivées du courant I_{th} avec la fonction de Lambert W	130
ANNEXE D : Système d'équations de Gromov modifié pour la cellule solaire	134

INTRODUCTION

INTRODUCTION GENERALE

Les semiconducteurs ont des propriétés très importantes qui ont été étudiées profondément et exploitées dans les technologies des composants microélectroniques. Chaque année de multiple billion de dollar sont dépensé pour la recherche scientifique dans le domaine de l'industrie des composants électroniques. Dans les dernières années, une révolution gigantesque est apparue au développement des composants à semiconducteurs et ses applications : du composant à semiconducteur simple au composant microélectronique tel que les circuits intégrés et les composants de génération et de détection de la lumière pour les applications dans le domaine d'informatique comme dans le domaine de la communication. Cet avancement dans ces domaines technologiques est le fruit de la compréhension de la physique qui relie les différents aspects tel que : la fabrication, la structure, les propriétés physiques et la caractérisation des matériaux.

Pour comprendre la physique des semiconducteurs, les mécanismes de transport de charges dans ces structures sont étudiés ainsi que les paramètres qui les influencent. La clé de la physique des semiconducteurs est la théorie des bandes qui résume les processus de transport de charges à l'intérieur de ces systèmes. Parmi les applications des semiconducteurs on s'intéresse particulièrement aux diodes Schottky et aux structures solaires (cellule et module).

Les diodes Schottky ou les structures métal-semiconducteur sont des composants électroniques redresseurs de courant utilisés principalement dans les applications microondes et dans les applications nécessitant des commutations rapides [1]. Elles sont utilisées aussi comme un outil pour comprendre les phénomènes de surface. Le carbure de silicium SiC est un semiconducteur avec des propriétés très importantes pour les applications à haute puissance, à haute fréquence et à haute température. Il est caractérisé par une large bande interdite, une haute conductivité thermique et une grande vitesse de saturation [2-3] avec la susceptibilité de supporter un grand champ électrique de claquage externe. L'utilisation d'un semiconducteur avec ces performances citées ci-dessus dans les diodes Schottky améliore de plus en plus le composant et répond aux critères de la technologie moderne.

Le transport de charge dans les diodes Schottky est conditionné par la barrière de potentiel qui se forme à l'interface entre le métal et le semiconducteur. La comparaison entre les données expérimentales et les données simulées a montré plusieurs anomalies. Depuis plusieurs années, certains chercheurs ont interprété ces anomalies par des fluctuations dans la barrière de potentiel modélisées dans la plupart des cas par une distribution gaussienne. Ceci nous motive à étudier la théorie de cette barrière en tenant compte de ces fluctuations spatiales de la barrière de potentiel qui s'établit à l'interface du contact Schottky.

Les structures solaires représentent les ressources d'énergie les plus durables et les plus sûres, elles remplaceront les ressources conventionnelles dans un futur non lointain. Elles constituent le meilleur moyen de conversion de l'énergie solaire en énergie électrique. Une structure solaire performante doit avoir les rendements de conversion les plus élevés. Quelques paramètres qui influencent ces rendements sont étudiés dans ce travail.

La détermination des paramètres du modèle proposé pour un composant électronique est appelée la caractérisation de ce composant ou l'extraction de ses paramètres. Ils existent plusieurs méthodes d'extraction des paramètres, dans notre travail, on s'est basé sur des méthodes d'optimisation telle que la méthode d'optimisation verticale VOM.

Pour contourner le problème de la relation implicite entre le courant circulant dans le composant électronique et la tension appliquée, on propose d'introduire une fonction spéciale appelée la fonction de Lambert W. Cette fonction sera appliquée au modèle de la diode Schottky et de la cellule et module solaires.

Notre manuscrit est organisé en trois chapitres.

Le chapitre I est constitué de rappels théoriques sur les diodes Schottky et sur les cellules solaires. Pour les diodes Schottky les processus de transport de courant sont traités et on présente le modèle de Werner qui propose la distribution gaussienne de la barrière de potentiel comme origine possible de certaines anomalies observées dans ces structures.

Les paramètres physiques qui caractérisent les cellules solaires sont présentés à la fin de ce chapitre.

Le chapitre II traite l'homogénéité et l'inhomogénéité de la barrière de potentiel pour des structures Schottky simulées avec la fonction de Lambert W et pour les échantillons réels tel que le tungstène W/4H-SiC et le molybdène Mo/4H-SiC. L'inhomogénéité de la barrière de potentiel est expliquée par la distribution gaussienne proposée par Werner. La méthode d'optimisation verticale (VOM) est appliquée pour l'extraction des paramètres caractérisant les diodes Schottky étudiées.

Dans le chapitre III, on étudie l'homogénéité et l'inhomogénéité des cellules solaires de type Schottky et de type jonction pn simulées avec la fonction de Lambert W. La méthode VOM est appliquée aux cellules et aux modules solaires pour l'extraction des paramètres caractéristiques. Cette méthode est aussi appliquée pour mettre en évidence l'inhomogénéité des cellules solaires de type jonction pn. L'effet de l'inhomogénéité de la bande interdite dans les cellules solaires sur la tension de circuit ouvert V_{oc} et sur le courant de court-circuit I_{sc} est abordée à la fin de ce chapitre.

Enfin, le manuscrit se termine avec une conclusion générale.

REFERENCES DE L'INDRODUCTION

[1] F. HAMIDA, *Modélisation des phénomènes de transport et étude du rendement dans les structures métal/isolant/semiconducteur*, Thèse de Doctorat d'Etat, Dépt. Phys., Fac. Sci., Univ. Sétif, 2002.

[2] FRANCISCO J. GARCÍASÁNCHEZ, ADELMOORTIZ-CONDE, "Applications of Lambert's W function to electron device modeling Applications", *IEEE-EDS Orlando Chapter Colloquium*, 2006.

[3] ZHE CHUAN FENG AND JIAN H.ZHAO, *Optoelectronic Properties of Semiconductors and Superlattices : Silicon Carbide: Materials, Processing, and Devices, Vol. 20*, Taylor & Francis, 2004.

Chapitre I :
DIODES SCHOTTKY ET CELLULES
SOLAIRES

Chapitre I

DIODES SCHOTTKY ET CELLULES SOLAIRES

I. INTRODUCTION

Dans ce premier chapitre, on expose les différentes théories des composants électroniques traités dans cette thèse à savoir : les diodes Schottky, les cellules et modules solaires ainsi que l'inhomogénéité de la barrière de potentiel dans ces structures. Les processus de transport des porteurs de charges dans les diodes Schottky sont traités dans la première partie suivi par des rappels théoriques concernant la physique de la formation de la barrière de potentiel. La physique des cellules solaires ainsi que leurs différents paramètres caractéristiques sont ensuite abordés. L'inhomogénéité de la barrière de potentiel dans les structures Schottky et les cellules solaires est aussi traitée pour chacun de ces composants.

I.1. DIODES SHCOTTKY

Dans cette section on décrit la structure Schottky et les différents phénomènes responsables du transport des porteurs de charges dans les diodes Schottky.

I.1.1. STRUCTURE SCHOTTKY

La structure Schottky est formée par le contact entre un métal et un semi-conducteur. Le premier contact métal-semiconducteur a été élaboré en 1874 par F. Braun [1] et a été expliqué par Schottky et Mott en 1938 [1]. La figure I.1 illustre les niveaux énergétiques d'un métal et d'un semiconducteur avant le contact [2-7].

On définit le travail de sortie du métal ϕ_m par l'énergie nécessaire pour faire éjecter du métal un électron depuis le niveau de Fermi d'énergie E_{Fm} . De même, le travail de sortie du semiconducteur ϕ_{sc} est défini comme étant l'énergie qu'il faut fournir pour extraire un

électron depuis le niveau de Fermi E_{Fsc} . L'affinité électronique $q\chi$ est définie par la différence énergétique entre le niveau du vide et celui de la bande de conduction du semiconducteur [8].

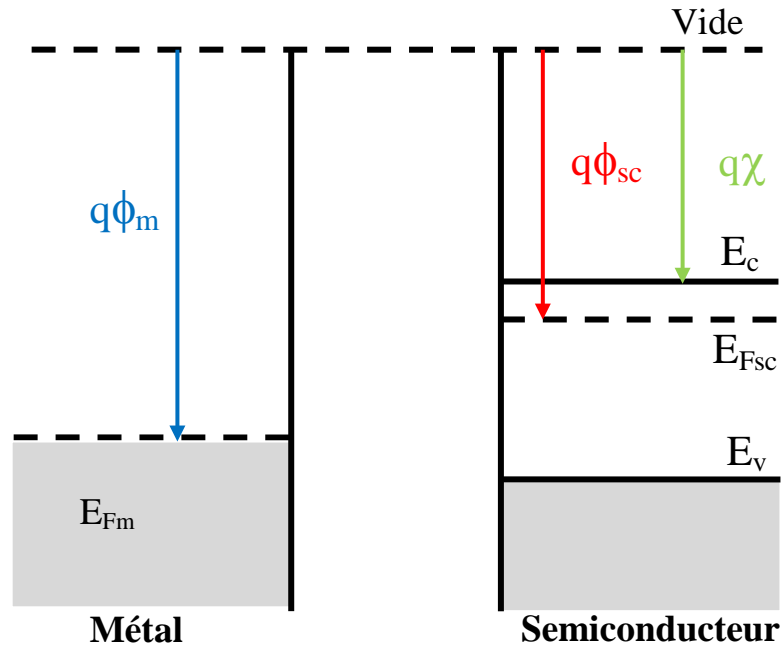


Figure I.1. Niveaux énergétiques dans un métal et un semiconducteur [9]

Le diagramme énergétique de la diode Schottky explique le comportement physique de cette diode ainsi que les différents courants existants dans ce contact.

Lorsqu'on réalise le contact métal-semiconducteur, les niveaux de Fermi s'alignent et un équilibre thermodynamique est établi à travers le transfert d'électrons depuis la bande de conduction du semiconducteur vers le métal, parce que $E_c > E_{Fm}$. De ce fait, les électrons laisseront une zone d'atomes donneurs chargés positivement dans le semiconducteur. Cette région est appelée la zone d'espace de charge notée W_0 .

Les barrières de potentiel V_i et ϕ_B dans cette structure sont définies comme suit (figure I.2).

$$qV_i = q(\phi_m - \phi_{sc}) \quad (I.1)$$

$$q\phi_b = q(\phi_m - \chi) = qV_i + (E_c - E_F) \quad (I.2)$$

V_i : barrière de potentiel dans le semiconducteur

Φ_b : barrière de potentiel dans le métal

ϕ_m : travail de sortie du métal

χ : affinité électronique

E_C : énergie de la bande de conduction

E_F : énergie du niveau de Fermi.

En polarisation directe, on applique une tension positive V_a sur la structure métal-semiconducteur (le (+) sur le côté du métal, le (-) sur le côté du semiconducteur), la barrière de potentiel du semiconducteur V_i diminue (de V_i à $V_i - V_a$), ce qui donne la possibilité à un grand nombre d'électrons de passer du semiconducteur vers le métal. Dans ce cas, un courant net du semiconducteur est observé parce que la barrière du métal Φ_b ne change pas (figure I.3.a).

En inversant la polarisation (polarisation indirecte), la barrière V_i du semiconducteur augmente de V_i à $V_i + V_a$. Un petit courant inverse est observé circulant du métal vers le semiconducteur (figure I.3.b) [1], [10], [11-12].

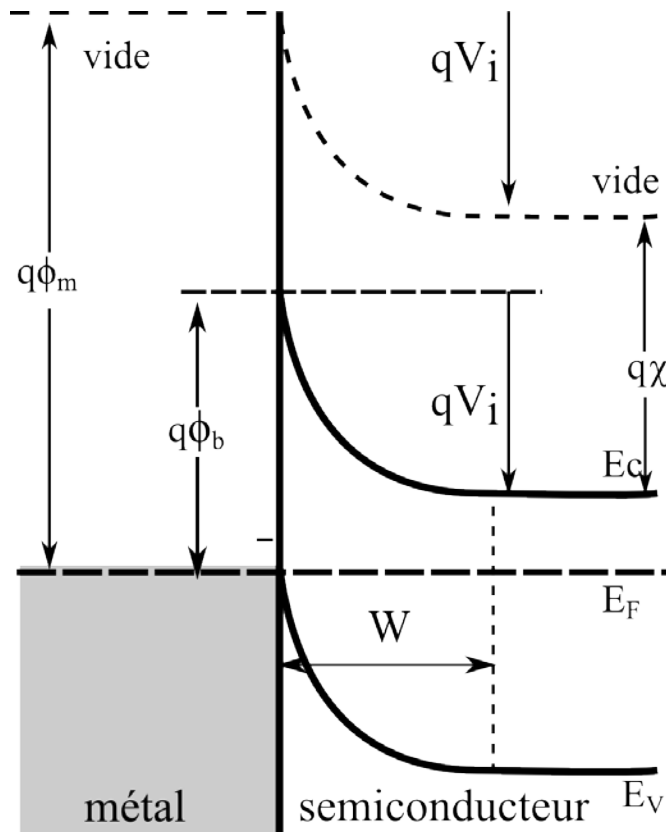


Figure I.2. Diagramme des bandes énergétiques de la diode Schottky [9]

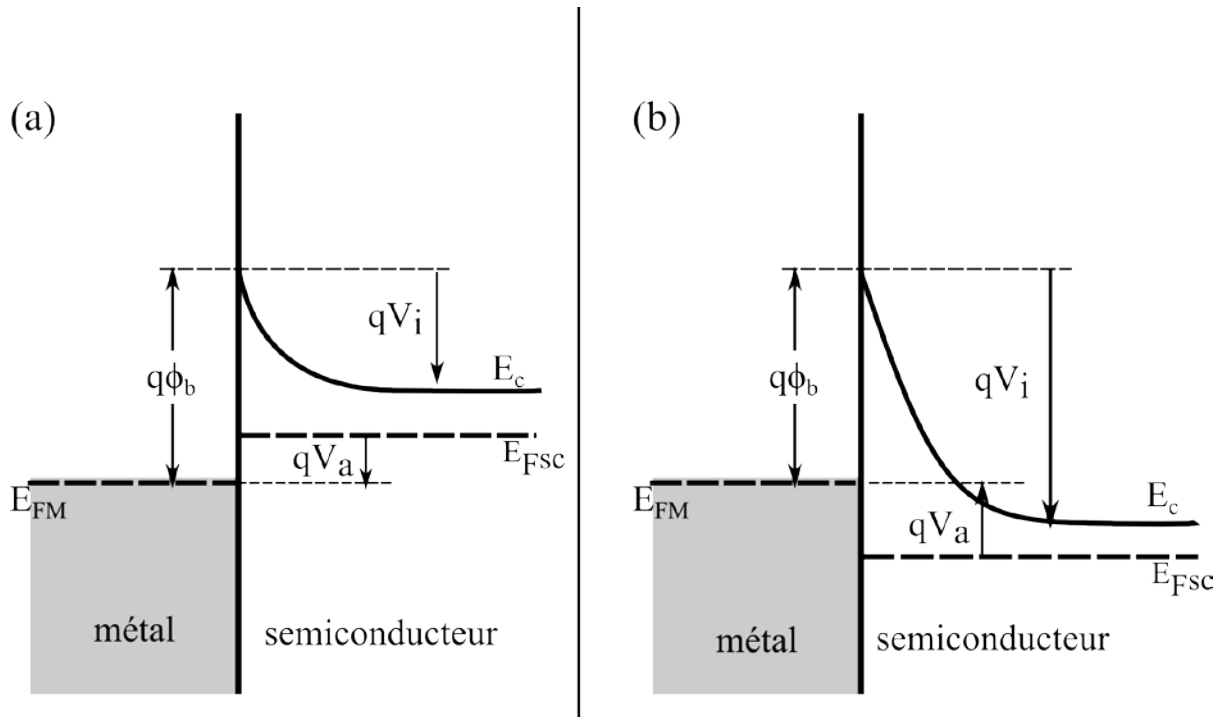


Figure I.3. Diagramme d'énergie de la structure diode Schottky (a) : polarisation directe, (b) : polarisation inverse

I.2. MECANISMES DE TRANSPORT DANS LE CONTACT SCHOTTKY

Le transport du courant dans le contact métal-semiconducteur est dû principalement aux porteurs de charges majoritaires contrairement à la diode p-n où le courant est dû aux porteurs de charges majoritaires et minoritaires [11].

L'application d'une tension directe à une diode de Schottky donne naissance à un transport de courant qui peut se résumer en cinq mécanismes :

- 1- émission des électrons du semiconducteur vers le métal à travers la barrière ϕ_B , c'est le mécanisme dominant pour les contacts Schottky avec des semiconducteurs à dopage modéré (exemple du silicium avec $N_D \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) à la température ambiante.
- 2- courant des électrons à travers la barrière ϕ_B par effet tunnel. Ce courant est très important dans les semiconducteurs fortement dopés et il est responsable du processus de conduction dans la plus part des contacts ohmiques.
- 3- courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace identique à celle de la jonction p-n.
- 4- diffusion des électrons dans la région de déplétion.

5- diffusion des trous du métal dans le semiconducteur.

En plus, à cause de la haute valeur du champ électrique, un courant de fuite (edge leakage) peut avoir lieu au bord du contact ohmique ou à l'interface du métal-semiconducteur. Pour résoudre ce problème plusieurs structures technologiques ont été proposées, parmi lesquelles figurent les anneaux diffusés autour du contact métallique (guard ring).

La figure I.4 illustre les cinq mécanismes de base pour les courants existants dans le contact Schottky en polarisation directe.

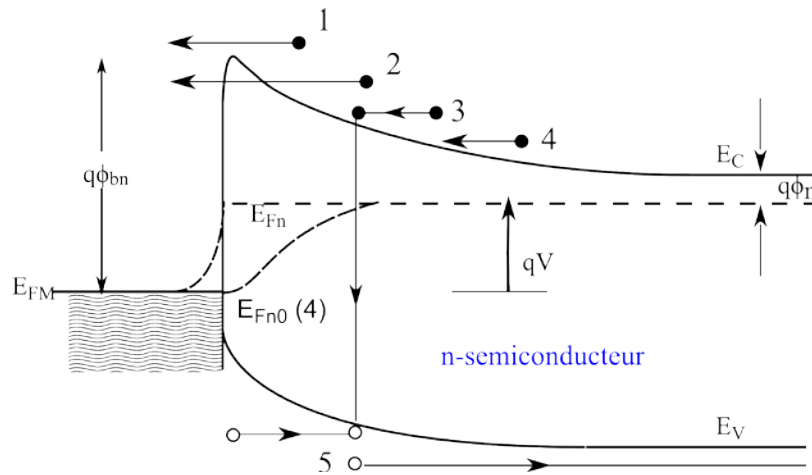


Figure I.4. Mécanismes de transport des courants existants dans le contact Schottky polarisé avec une tension positive : (1) émission thermoionique, (2) effet tunnel, (3) recombinaison, (4) diffusion des électrons, (5) diffusion des trous [11], [13]

I.2.1. COURANT DE L'EMISSION THERMOIONIQUE

La théorie qui modélise le courant thermoionique [10], [7], est basée sur les suppositions suivantes :

- 1- $q\phi_B \gg kT$
- 2- l'équilibre thermique est établi dans le plan qui détermine l'émission de porteurs de charges
- 3- l'existence d'un flux de courant net n'affecte pas cet équilibre, alors, on peut superposer deux flux de courant dans le contact Schottky, l'un circule du métal vers le semiconducteur, l'autre du semiconducteur vers le métal, voir la figure I.4.

En tenant compte de ces suppositions, le courant dépend seulement de la hauteur de la barrière. La densité de courant traversant le métal est donnée par la formule (I.3). Ce

courant dépend de la concentration des électrons ayant suffisamment d'énergie pour franchir la barrière de potentiel ϕ_B .

$$I_{s \rightarrow m} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{bn}}{KT}\right) \exp\left(\frac{qV}{KT}\right) \quad (I.3)$$

d'où :

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3}$$

A^* : constante de Richardson de l'émission thermoïonique

T : température

m^* : masse effective de l'électron

h : constante de Planck

V : tension appliquée.

Etant donné que la hauteur de la barrière pour les électrons circulant du métal vers le semiconducteur reste la même sous tension, le flux du courant dans le semiconducteur est par conséquent n'est pas affecté par la tension appliquée. Ce courant est égal au courant circulant du semiconducteur vers le métal à l'équilibre thermique.

$$I_{m \rightarrow s} = -A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{bn}}{KT}\right) \quad (I.4)$$

La densité du courant totale dans le contact métal-semiconducteur J_n est la somme des deux densités de courants $J_{m \rightarrow s}$ et $J_{s \rightarrow m}$:

$$\begin{aligned} J_n &= \left[A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{Bn}}{KT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right] \\ &= J_{th} \left[\exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right] \end{aligned} \quad (I.5)$$

avec J_{th} : densité du courant de saturation.

I.2.2. COURANT DE DIFFUSION

Le modèle théorique qui prédit le courant de diffusion proposé par Schottky [14] est basé sur les suppositions suivantes :

- 1- $q \phi_B \gg KT$
- 2- l'effet des collisions des électrons dans la région de déplétion est inclus (diffusion).
- 3- la concentration des porteurs de charge à $x=0$ et $x = W_D$ (largeur de la région de déplétion) n'est pas affectée par le flux du courant.
- 4- la concentration de dopage est inférieure à la densité effective d'états dans la bande de conduction du semiconducteur N_C et le niveau de Fermi est de quelque ordre de KT en dessous du niveau de conduction E_C .

La densité de courant total modélisée par Schottky est donnée par formule suivante :

$$J_n \approx q \mu_n N_C \zeta_m \left[\exp\left(\frac{-q\phi_B}{KT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right] \approx J_D \left[\exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right] \quad (I.6)$$

μ_n : mobilité des électrons

N_C : densité effective d'états dans la bande de conduction du semiconducteur

ζ_m : champ électrique maximum à l'interface métal-semiconducteur (pour le Si : $\zeta_m = 2.5 \cdot 10^5 \text{V/m}$)

V : tension appliquée.

On remarque bien que l'expression des densités de courants des théories de la diffusion et de l'émission thermoïonique est très similaire. Cependant, la valeur de la densité de courant de saturation J_D de la théorie de diffusion dépend de la tension appliquée et est moins sensible à la température comparé à la valeur de la densité de courant de saturation J_{th} de la théorie de l'émission thermoïonique.

I.2.3. COURANT DE DIFFUSION-EMISSION THERMOIONIQUE

Une nouvelle théorie donnée par Crowell et SZe [15] qui repose sur la synthèse des deux modèles précédents : celui de l'émission thermoïonique et de la diffusion.

La formule (I.7) donne la densité de courant de la diffusion-émission thermoïonique (Thermionic Emission Diffusion, TED) et le rapport $\frac{v_r}{v_d}$ détermine la contribution relative du courant de l'émission thermoïonique par rapport au courant de diffusion.

$$J_{TED} = \frac{qN_C v_r}{1 + \left(\frac{v_r}{v_d}\right)} \left[\exp\left(\frac{-q\phi_{Bn}}{KT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1 \right] \quad (I.7)$$

v_r : vitesse effective de recombinaison

v_d : paramètre calculé par l'intégrale de Dawson est égale à $\mu_n \cdot \zeta_m$

N_C : densité effective d'états dans la bande de conduction du semiconducteur.

Si $v_d \gg v_r$, le courant est déterminé par v_r , alors que dans le cas où $v_d \ll v_r$, le processus de diffusion est le facteur dominant.

I.2.4. COURANT DE L'EFFET TUNNEL

Pour les semiconducteurs fortement dopés ou pour les applications à basse température, le courant par effet tunnel devient le mécanisme dominant pour le transport de charges. La formulation de ce courant est basée sur les travaux de Padovani et Straton [16]. La figure I.5 regroupe les critères de limites pour les courants tunnels dominants, en tenant compte du niveau de dopage et de la température T. La contribution de ces courants dépend de l'énergie thermique KT et de E_{00} définie par :

$$E_{00} = \frac{q\hbar}{2} \sqrt{\frac{N}{m^* \epsilon_s}} \quad (I.8)$$

avec : N : concentration des porteurs de charge

ϵ_s : permittivité électrique du semiconducteur.

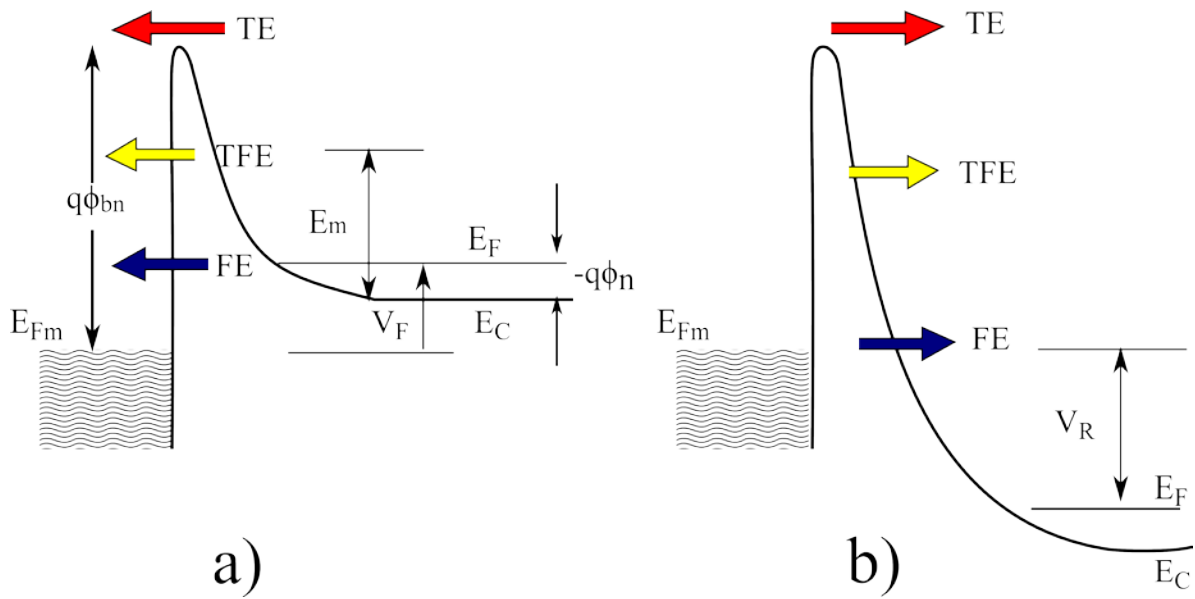


Figure I.5. Diagramme énergétique illustrant les composantes du courant tunnel dans le contact Schottky type n : **(a)** mode direct, **(b)** mode inverse, TE : émission thermoïonique ; FE : courant tunnel; TFE : émission thermoïonique-tunnel

Lorsque $KT \gg E_{00}$, le courant de l'émission thermoïonique (TE) domine dans la diode Schottky. Alors que pour $KT \ll E_{00}$ le courant tunnel (FE) domine, et pour $KT \cong E_{00}$ le processus principale de conduction est l'émission thermoïonique-tunnel (TFE) qui est la superposition de l'émission thermoïonique TE et de l'effet tunnel FE.

En polarisation directe, la densité du courant tunnel est donnée par la formule suivante :

$$\begin{aligned}
 J_{FE} &= \frac{A^* T \pi \exp\left[-q(\phi_{Bn} - V_d) / E_{00}\right]}{C_1 K \sin(\pi C_1 K T)} \left[1 - \exp(-C_1 q V_d)\right] \\
 &\cong \frac{A^* T \pi \exp\left[-q(\phi_{Bn} - V_d) / E_{00}\right]}{C_1 K \sin(\pi C_1 K T)}
 \end{aligned} \tag{I.9}$$

Avec :

V_d : tension appliquée

$$C_1 \cong \frac{1}{2E_{00}} \text{Log} \left[\frac{4(\phi_b - V_d)}{-\phi_n} \right] \tag{I.10}$$

$q\phi_n$: différence d'énergie entre E_C et le niveau de Fermi.

La densité de courant TFE est donnée par l'équation (I.11).

$$J_{TFE} = \frac{A^* T \sqrt{\pi E_{00} q (\phi_B - \phi_n - V_d)}}{K \cosh\left(\frac{E_{00}}{KT}\right)} \exp\left[\frac{-\phi_n}{KT} - \frac{q(\phi_{Bn} - \phi_n)}{E_0}\right] \exp\left(\frac{qV_d}{E_0}\right) \quad (I.11)$$

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{KT}\right) \quad (I.12)$$

En polarisation inverse, le courant tunnel peut être plus important à cause de la grande valeur de la tension appliquée. Les densités de courant FE et TFE sont données par :

$$J_{FE} = A^{**} \left(\frac{E_{00}}{K}\right)^2 \left(\frac{\phi_B + V_r}{\phi_B}\right) \exp\left(\frac{-2q\phi_B^{3/2}}{3E_{00}\sqrt{\phi_B + V_r}}\right) \quad (I.13)$$

$$J_{TFE} = \frac{A^{**} T}{K} \sqrt{\pi E_{00} q \left[V_r + \frac{\phi_B}{\cosh^2\left(\frac{E_{00}}{KT}\right)} \right]} \exp\left(\frac{-q\phi_B}{KT}\right) \exp\left(\frac{qV_r}{\varepsilon'}\right) \quad (I.14)$$

avec :

$$\varepsilon' = \frac{E_{00}}{\left(\frac{E_{00}}{KT}\right) - \tanh\left(\frac{E_{00}}{KT}\right)} \quad (I.15)$$

I.2.5. COURANT DES PORTEURS MINORITAIRES

Le courant Schottky est principalement assuré par les porteurs de charge majoritaires. Cependant le taux du courant des porteurs minoritaires et du courant total devient très important aux grandes tensions positives appliquées. L'expression du courant total des trous (toujours dans le cas d'un semiconducteur de type n) est donnée par:

$$J_p = \frac{\mu_p n_i^2 J_n^2}{\mu_p N_D J_{n0}^2} + \frac{q D_p n_i^2}{N_D L} \exp\left[\exp\left(\frac{qV}{KT}\right) - 1\right] \quad (I.16)$$

avec :

μ_p, μ_n : mobilités des trous et des électrons respectivement

J_{n0} : densité de courant de saturation

J_n : densité de courant de la diffusion thermoionique

n_i : concentration des porteurs intrinsèques

D_p : coefficient de diffusion des trous

L : région quasi-neutre

N_D : concentration des atomes donneurs dans le semiconducteur.

Le taux d'injection v est défini par :

$$\begin{aligned} v &= \frac{J_p}{J_p + J_n} \cong \frac{J_p}{J_n} \cong \frac{\mu_p n_i^2 J_n}{\mu_n N_D^2 J_{n0}} + \frac{qD_p n_i^2}{N_D L J_{n0}} \\ &\cong \frac{\mu_p n_i^2 J_n}{\mu_n N_D^2 J_{n0}} + v_0 \end{aligned} \quad (I.17)$$

Il faut bien noter que le paramètre v contient deux termes, le deuxième terme v_0 dû à la diffusion est indépendant de la tension appliquée, alors que le premier terme dû au processus de drainage dépend de la tension. Ce dernier peut largement dépasser le terme v_0 de la diffusion pour les hautes valeurs du courant.

Pour minimiser le courant des minoritaires dans la diode Schottky on doit répondre aux critères suivants :

- 1-faible résistivité (N_D très grand).
- 2- faible valeur de ϕ_B (J_{n0} très grand).
- 3- valeur considérable de la largeur de la bande interdite (petit n_i).
- 4-éviter les hautes tensions [11].

A titre d'exemple une diode Schottky **Au-nSi** avec $N_D = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et un courant $J_{n0} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ A/cm}^2$, donne pour les faibles tensions de polarisation $v_0 \cong 5 \cdot 10^{-4}$ mais le taux d'injection devient $v = 5\%$ pour une densité de courant $J_n = 350 \text{ A/cm}^2$.

I.2.6. EFFET SCHOTTKY

La hauteur de la barrière ϕ_B du côté métal n'est pas exactement constante mais un peu affectée par la tension appliquée. Un abaissement de ϕ_B est observé à cause de l'effet miroir des charges produites dans le métal par les électrons dans le semiconducteur. L'étude statistique montre que lorsqu'une charge est au voisinage d'un métal parfait, une charge miroir de même nature mais de signe opposé est créée à l'intérieur du métal à une distance égale à la distance qui sépare la surface du conducteur de la charge initiale. Par conséquent, la charge du semiconducteur est attirée par le métal ce qui abaisse la barrière de potentiel ϕ_B . Cet abaissement de ϕ_B est appelé l'effet Schottky défini par la formule suivante [11] :

$$\Delta\phi_B = \sqrt{\frac{q \cdot \zeta_m}{4\pi \cdot \epsilon_s}} \quad (\text{I.18}) [1]$$

d'où : $\Delta\phi_B$ est la valeur d'abaissement de la barrière Schottky

ζ_m : Champ électrique maximum appliqué

ϵ_s : Permittivité du semiconducteur.

Si l'effet Schottky est pris en compte, la barrière $q\phi_B$ est remplacée par la barrière effective $q(\phi_B - \Delta\phi_B)$.

La figure I.6 montre l'ordre de grandeur de l'effet d'abaissement de ϕ_B en fonction du champ électrique appliqué selon l'équation (I.18) [11].

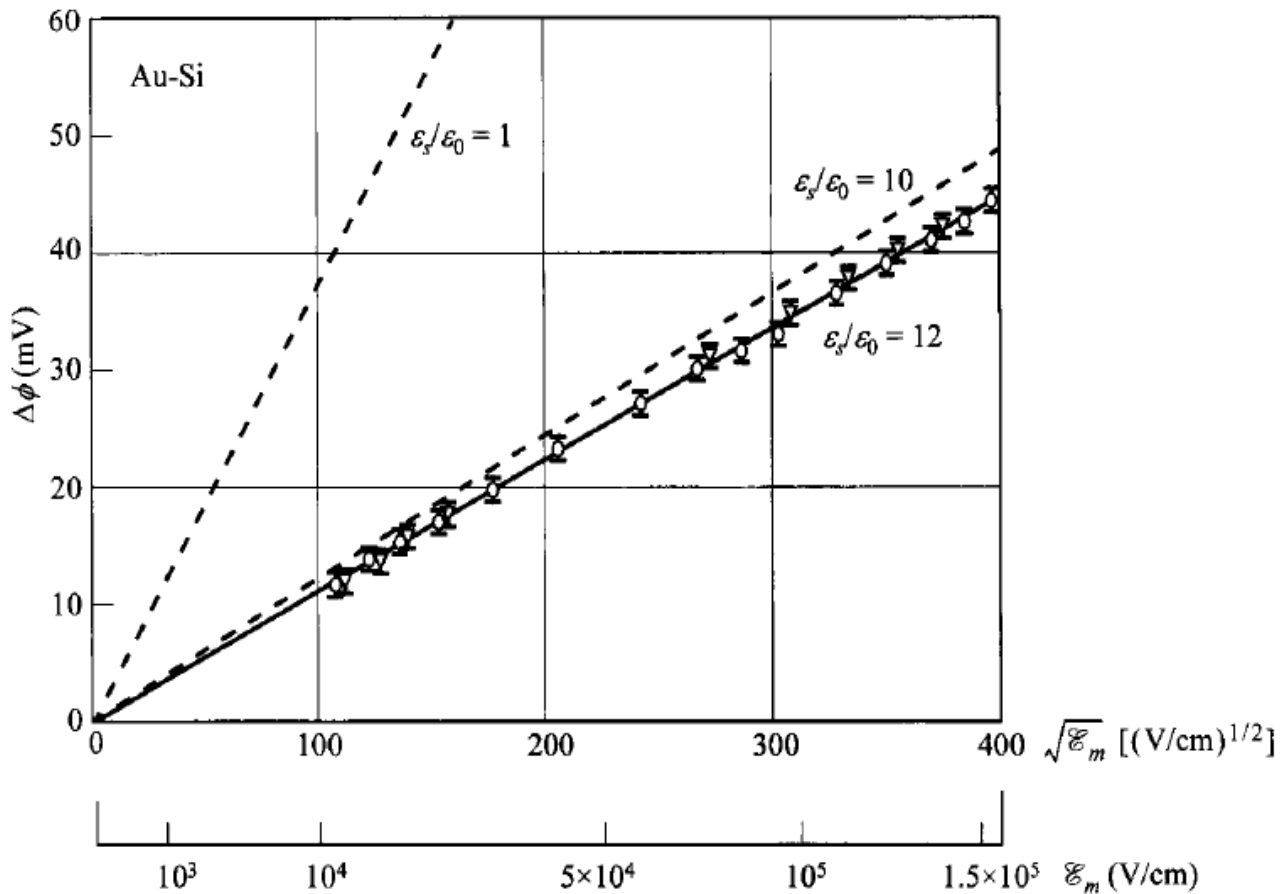


Figure I.6. Effet de la tension appliquée sur l'abaissement de la barrière ϕ_B [11]

I.3.1. THEORIE DE LA HAUTEUR DE LA BARRIERE DE POTENTIEL

La hauteur de la barrière d'un contact métal-semiconducteur ϕ_B est généralement déterminée par le travail de sortie du métal et les états d'interfaces. Une expression générale de la barrière ϕ_B du système métal-semiconducteur est obtenue sur la base de suppositions suivantes :

- 1- la transparence aux électrons de l'interface métal-semiconducteur.
- 2- les états d'interfaces par unité de surface par unité d'énergie sont une propriété de la surface du semiconducteur et ils sont indépendants du métal.

Un diagramme énergétique bien détaillé sur le contact Schottky est illustré dans la figure I.7. D'après ce diagramme, la première grandeur d'intérêt est le niveau d'énergie $q\phi_0$ au dessus de E_V à la surface du semiconducteur. Il est appelé le niveau neutre, au-dessus duquel les états d'énergie sont de type accepteur (ces états sont neutres lorsqu'ils sont vides, chargés négativement lorsqu'ils sont pleins) et de type donneur au-dessous du

niveau neutre (ces états sont neutres lorsqu'ils sont pleins, chargés positivement lorsqu'ils sont vides). Par conséquent, lorsque le niveau de Fermi à la surface coïncide avec ce niveau neutre, une zone de charge nulle appelée Qss apparaît.

Les électrons circulant du métal vers le semiconducteur doivent franchir une barrière de potentiel ϕ_{Bn0} donnée par la formule suivante :

$$\phi_{Bn0} = C_2 (\phi_m - \chi) + (1 - C_2) \left[\frac{E_g}{q} - \phi_0 \right] \quad (I.19)$$

où C_2 est un paramètre caractérisant les propriétés d'interface.

$$C_2 = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_i + q^2 \cdot \delta \cdot D_{it}} \quad (I.20)$$

avec :

ε_i : permittivité de l'interface, δ : largeur de l'interface, D_{it} : densité des états accepteurs dans l'interface (états/ cm^2eV), E_g : énergie de la bande interdite.

Deux cas limites peuvent être obtenus de l'équation (I.19) :

$$1- D_{it} \longrightarrow \infty \Rightarrow C_2 \longrightarrow 0 \quad \text{donc}$$

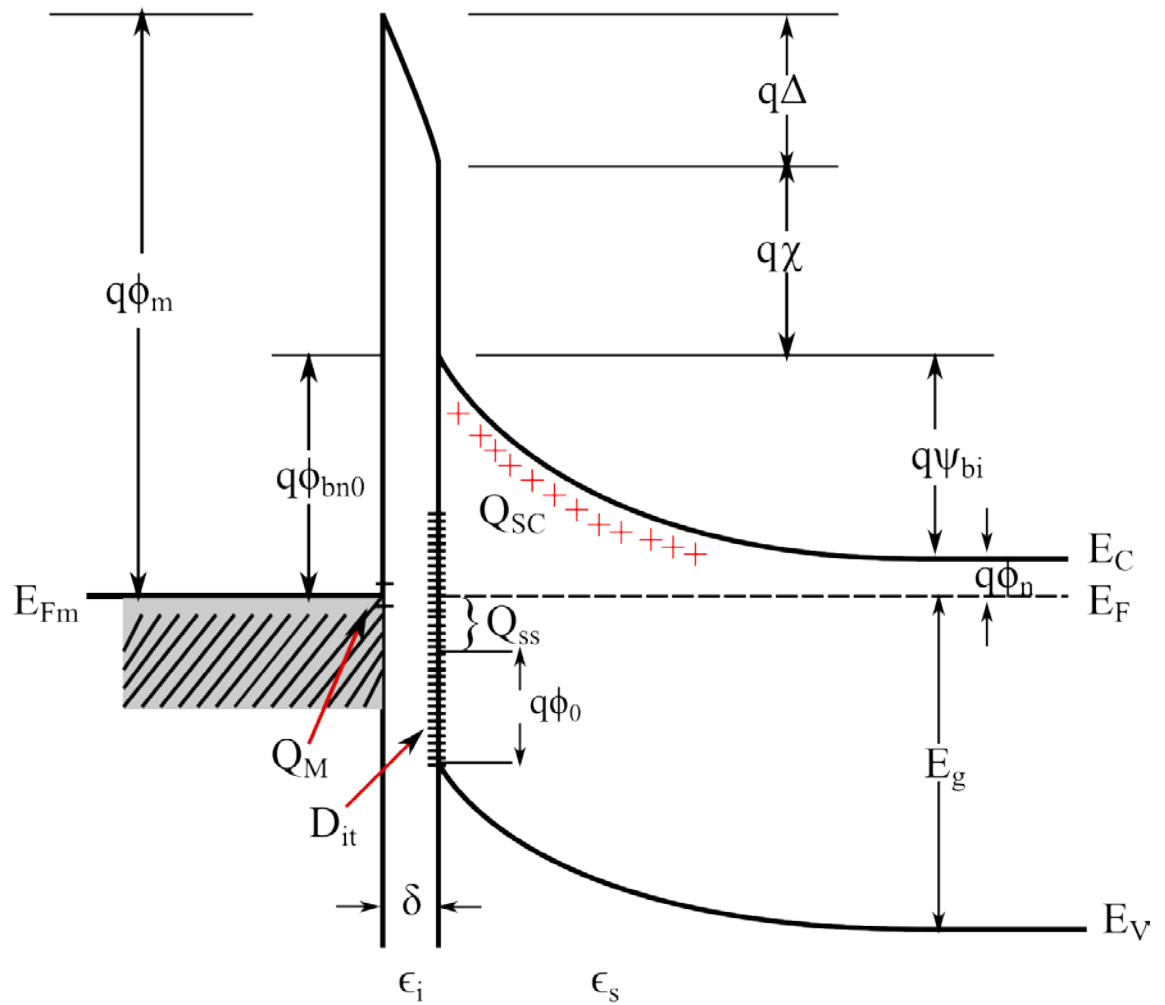
$$q\phi_{Bn0} = E_g - q\phi_0 \quad (I.21)$$

Dans ce cas, la barrière de potentiel est indépendante de la fonction du travail de sortie du métal, elle est déterminée entièrement par les propriétés du semiconducteur à la surface.

$$2- D_{it} \longrightarrow 0 \Rightarrow C_2 \longrightarrow 1 \quad \text{donc}$$

$$q\phi_{Bn0} = q(\phi_m - \chi) \quad (I.22)$$

Cette équation définit la barrière d'un contact Schottky idéal où les effets des interfaces sont négligés [11].



- ϕ_m = Fonction de travail du métal
- ϕ_{bn0} = Barrière de potentiel (sans l'effet : image force lowering)
- ϕ_0 = Niveau neutre (au dessus de E_V) des états d'interfaces
- Δ = Potentiel de l'interface
- χ = Affinité des électrons du semiconducteur
- ψ_{bi} = Potentiel de construction (builtin-in potential)
- δ = Epaisseur de l'interface
- Q_{SS} = Densité de la zone d'espace charge dans le semiconducteur
- Q_{SS} = Piège des charges d'interface
- Q_M = Densité des charges à la surface du métal
- D_{it} = Densité d'interface
- ϵ_i = Permittivité de l'interface (vide)
- ϵ_s = Permittivité du semiconducteur

Figure I.7. Diagramme énergétique du contact métal-semiconducteur. L'épaisseur de l'interface δ est de l'ordre atomique

I.3.2. MODELE HOMOGENE DE LA BARRIERE DE POTENTIEL ϕ_B DU CONTACT SCHOTTKY

Les mesures de la caractéristique courant tension I-V sont généralement utilisées pour identifier les différents mécanismes de transport de courant dans le contact Schottky. Dans ce travail, la théorie de diffusion-emission thermoionique (TED) est considérée comme le processus de transport dominant qui illustre le modèle homogène de la barrière de potentiel. Ce modèle sera modifié en tenant compte de l'inhomogénéité de la barrière de potentiel ϕ_B à travers une distribution gaussienne de cette dernière.

Le courant décrit par le modèle de TED et qui traverse une barrière de potentiel homogène dans le mode direct est déterminé par la relation suivante :

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{B}{n}(V - R_s I)\right) - 1 \right] \quad (I.23)$$

avec un courant de saturation I_s défini par

$$I_s = AA^* T^2 \exp(-B\phi_{B0}) \quad (I.24)$$

avec:

I : courant de la diode Schottky

V : tension appliquée

B = q/KT

K : constante de Boltzmann

A : surface de la diode

A^* : valeur théorique de la constante de Richardson

$\Phi_{\beta 0}$: barrière de potentiel de la diode Schottky à V=0V (SBH)

n: facteur d'idéalité

R_s : résistance série.

Récemment plusieurs anomalies ont été observées concernant ce modèle. Ceci a motivé les chercheurs à développer des nouveaux modèles en tenant compte de ces anomalies, on les appelle : les modèles inhomogènes.

I.3.3. INHOMOGENEITE DE LA BARRIERE DE POTENTIEL ϕ_B DU CONTACT SCHOTTKY

Les techniques expérimentales utilisées pour la mesure de la barrière ϕ_B de la diode Schottky sont : les caractéristiques courant-tension (I-V), les mesures capacité-tension (C-V) et les mesures photoélectrique. Bien que la majorité des modèles interprétant la formation de la barrière de potentiel dans le contact Schottky suppose une interface métal-semiconducteur homogène, plusieurs anomalies ont été observées dans la valeur du facteur d'idéalité n et de la barrière ϕ_B [10]. Werner et son équipe de recherche [17] ont proposé un modèle de distribution spatiale de ϕ_B de type gaussien pour expliquer ces anomalies observées dans le contact Schottky. La figure I.8 montre la fluctuation spatiale de la barrière de potentiel à l'interface de la diode Schottky [17].

Dans cette section, on va introduire le modèle de la distribution non homogène de la barrière de potentiel ϕ_B dans le contact Schottky. En effet, l'analyse des données expérimentales citées dans le chapitre II s'appuyant sur le modèle homogène, a révélé plusieurs anomalies, en voici quelques exemples :

- un facteur d'idéalité n supérieur à 1. L'origine de cette anomalie n'a pas trouvé une explication convaincante. Plusieurs interprétations ont été donné [17-18] tel que : l'effet de la force image, la présence de l'isolant à l'interface, la présence des états d'interface, le courant de recombinaison et l'effet tunnel à travers la barrière [19]. Désormais, chacun des effets suscités a été calculé et a donné une valeur du facteur n plus petite que celle donnée par le modèle homogène.
- Le modèle de la barrière homogène suppose aussi que le facteur d'idéalité n , la résistance série R_s et la barrière ϕ_B sont indépendants de la tension appliquée et de la température, alors que, plusieurs études expérimentales ont montré le contraire [18], [20-24].

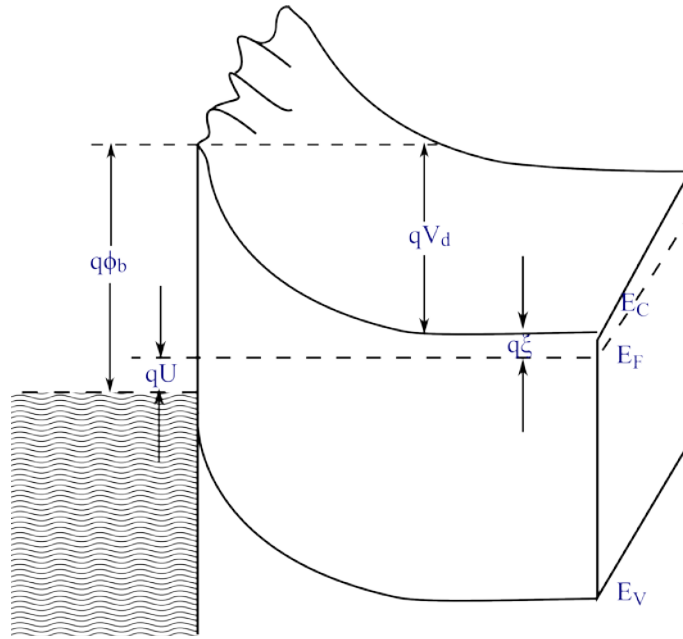


Figure I.8. Diagramme énergétique à deux dimensions d'un contact métal-semiconducteur inhomogène, c'est cette forme 'montagne' qui donne un facteur d'idéalité $n > 1$ dans les caractéristiques I-V

L'une des origines possible de ces anomalies observées et non interprétées avec la théorie thermoionique (qui suppose un contact parfait entre le métal et le semiconducteur), sont les fluctuations de la barrière de potentiel ϕ_B , il s'agit plus exactement de l'inhomogénéité spatiale de la barrière de potentiel ϕ_B .

En effet, le modèle de la barrière inhomogène tient en compte l'effet de la rugosité de l'interface entre le métal et le semiconducteur et les alternances spatiales de la barrière ϕ_B qui en résultent. Dans ce modèle, la barrière ϕ_B est supposée répartie de façon spatiale continue selon une loi gaussienne de valeur moyenne $\bar{\phi}_B$ et de déviation standard σ (équation (I.25)).

$$P(\phi_B) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-(\phi_B - \bar{\phi}_B)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (\text{I.25})$$

Le courant I est relié à la tension V par la relation :

$$I = \int i(V, \phi_B) P(\phi_B) d\phi_B \quad (\text{I.26})$$

La solution analytique de l'équation (I.26) est représentée dans l'équation suivante :

$$I = I_s \left[\exp \left(q \frac{(V - R_s I)}{nKT} \right) - 1 \right] \quad (\text{I.27.a})$$

$$I_s = AA^* T^2 \exp \left(\frac{-q\phi_{Bapp}}{KT} \right) \quad (\text{I.27.b})$$

$$\phi_{Bapp} = \overline{\phi_B} - \frac{q\sigma^2}{2KT} \quad (\text{I.27.c})$$

Si on introduit le logarithme népérien à l'équation (I.27.b) on obtient l'équation suivante :

$$\text{Ln} \left(\frac{I_s}{T^2} \right) = \text{Ln} (AA^*) - \frac{q}{K} \phi_{B0} \frac{1}{T} + \frac{q^2}{K^2} \frac{\sigma^2}{2} \frac{1}{T^2} \quad (\text{I.28})$$

Le tracé du $\text{Ln}(I_s/T^2)$ en fonction de $1/T$ permet de déterminer les valeurs des paramètres ϕ_B , σ et A^* .

La figure I.9 illustre l'inhomogénéité spatiale de la barrière modélisée par la distribution gaussienne $P(\phi_B)$.

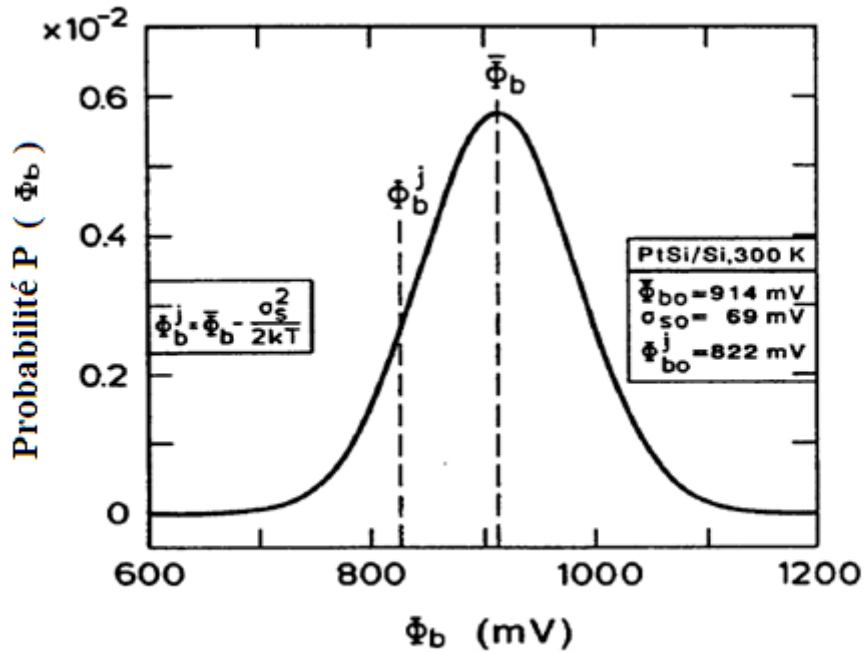


Figure I.9. Inhomogénéité spatiale de la barrière de potentiel ϕ_B modélisée par la distribution gaussienne [17]

Ce modèle confirme la distribution inhomogène de forme gaussienne de la barrière de potentiel. Par conséquent, il sera utilisé par la suite pour caractériser les données expérimentales (I-V).

Dans ce travail de thèse, on étudiera l'inhomogénéité de la barrière ϕ_B des structures Schottky de type molybdène Mo/4H-SiC, tungstène W/4H-SiC et des cellules solaires (voir Chapitre II, III).

I.4. APPLICATIONS DES DIODES SCHOTTKY

Les structures Schottky ont beaucoup d'applications dans les technologies modernes tel que les circuits intégrés et les photodiodes (balayant des longueurs d'ondes de l'ultra violet jusqu'au visible) [25].

I.5. DIODES SOLAIRES

Les composants photoniques jouent un rôle très important dans diverses applications tel que les systèmes photovoltaïques. Par conséquent les études développées sur des composants à base de semiconducteurs tel que les photodétecteurs et les cellules solaires sont toujours d'intérêt. En se basant sur les structures de ces composants ainsi que leurs modes opératoires, les composants photoniques sont divisés en trois catégories :

- Les systèmes photovoltaïques (cellules solaires) : qui font la conversion directe du rayonnement solaire à une énergie électrique.
- Les photodétecteurs qui détectent le signal lumineux (photons) pour le convertir en un signal électrique.
- Les LED et les LD qui convertissent l'énergie électrique à un signal optique [26].

Une analyse profonde sur l'extraction des paramètres caractérisant les structures solaires est présentée dans le Chapitre III.

I.5.1. TECHNOLOGIE DE LA CELLULE SOLAIRE

La fabrication de la structure solaire repose principalement sur les axes suivants : la fiabilité, le maximum d'efficacité et le minimum du coût de fabrication [27].

La représentation typique de la diode solaire (figure I.19) est composée de :

- une jonction p-n formée sur la surface de la structure solaire
- un contact ohmique ayant la forme des doigts qui réduisent l'effet de la résistance série (voir la section I.5)
- une couche anti-reflet (ex : Ta_2O_5).

Quand un faisceau lumineux monochromatique de longueur d'onde λ illumine la surface de la structure solaire (figure I.10), le taux de paires d'électron-trou $G(\lambda, x)$, généré à une distance x de la surface du semiconducteur, est donné par la formule suivante :

$$G(\lambda, x) = \alpha(\lambda) \phi(\lambda) [1 - R(\lambda)] \exp(-\alpha(\lambda)x) \quad (I.29)$$

avec : $G(\lambda, x)$: taux de la génération électron-trou

$\alpha(\lambda)$: coefficient d'absorption

$\phi(\lambda)$: nombre de photons incidents par unité de surface par unité de temps par unité d'énergie de la largeur de bande (band width)

$R(\lambda)$: fraction de ces photons réfléchis par la surface [11].

La réponse spectrale SR, calculée pour un modèle d'une jonction de silicium n-p, caractérisant la contribution de chaque région est montrée dans la figure I.11.

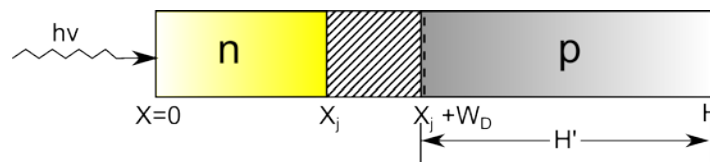


Figure I.10. Dimensions de la cellule solaire utilisées pour le calcul théorique

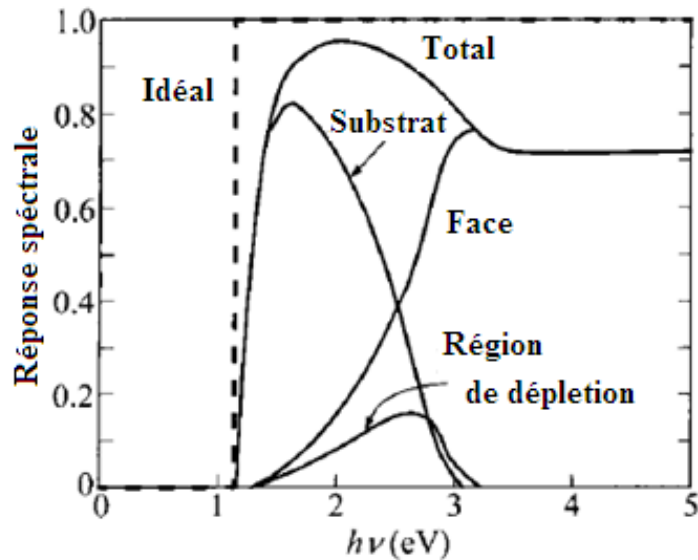


Figure I.11. Réponse spectrale du Si n-p pour chaque région. Les paramètres utilisés :
 $N_D=5.10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $N_A=1.5.10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\tau_p=0.4 \mu\text{s}$, $\tau_n=10 \mu\text{s}$, $x_j=0.5 \mu\text{m}$, $H=450 \mu\text{m}$

I.5.2. PHYSIQUE DE LA DIODE SOLAIRE

La cellule solaire est un composant qui convertit la lumière incidente provenant du soleil en électricité. Elle fournit la source d'énergie de longue durée la plus importante pour les satellites et les véhicules spatiaux. Elle a été aussi implantée avec succès dans plusieurs applications terrestre à échelle réduite. Son importance ne cesse pas de croître surtout depuis que le monde s'est mis à l'évidence qu'il doit développer d'autres ressources d'énergie autres que les ressources conventionnelles. Le meilleur candidat pour cette fonction est le soleil [19].

Il existe plusieurs types (jonction pn, diode métal-semiconducteur MS et diode métal-isolant-semiconducteur MIS) et plusieurs technologies (monocristalline, polycristalline et structure amorphe) de cellules solaires. Les cellules solaires à base de silicium monocristalline ont la grande efficacité mais elles sont les plus chers, contrairement aux cellules solaires polycristallines qui sont moins chers mais et moins performantes. La figure I.12 montre les différentes technologies des cellules solaires [28].

I.5.2.1. CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION I-V DE LA CELLULE SOLAIRE

La cellule solaire est une diode ayant une surface large, polarisée par un photocourant I_{ph} issu des photons incidents (éclairage de la cellule).

Son schéma électrique équivalent est illustré dans la figure I.13. Ce circuit représente le modèle à un exponentiel de la cellule solaire [19].

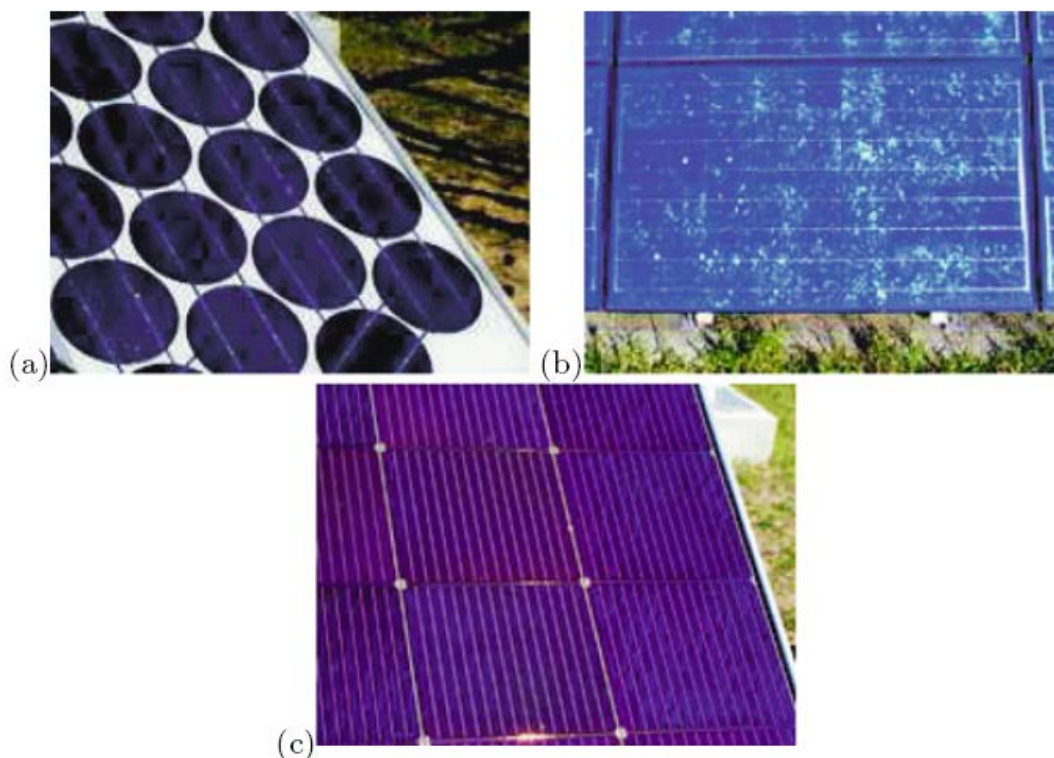


Figure I.12. Types de cellules solaires : (a) cellule solaire de silicium monocristalline, (b) cellule solaire polycristalline, (c) cellule solaire de silicium amorphe

La caractéristique courant-tension d'une cellule solaire réelle avec le modèle à un exponentiel est présentée par la figure I.14. Elle est donnée par la formule suivante :

$$I = -I_{ph} + I_s \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nKT}\right) - 1 \right] + Gp(V - R_s I) \quad (I.30)$$

avec :

R_s : résistance série

Gp : inductance parallèle, elle représente l'inverse de la résistance shunt R_{sh}

n : facteur d'idéalité

T : température, K : constante de Boltzmann.

Lorsque $G_p=0$, $R_s=0$, $I_{ph}=0$ dans ce cas $n=1$ et la cellule fonctionne comme une diode idéale. Le comportement physique de la cellule solaire est modélisé par la caractéristique I-V. Pour tenir compte d'autres phénomènes physiques dans la structure solaire, un modèle à deux exponentiels est proposé. Le circuit électrique équivalent dans ce cas est celui de la figure I.15 [29-30].

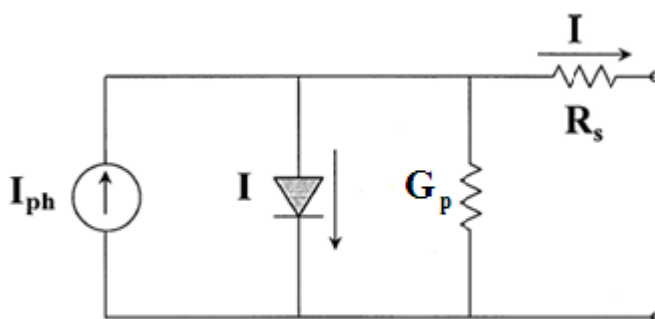


Figure I.13. Modèle à un exponentiel de la cellule solaire

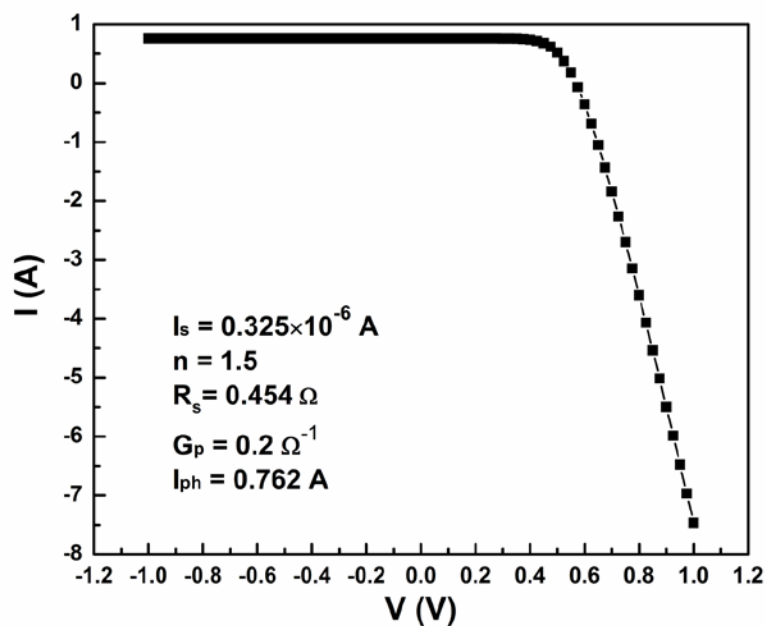


Figure I.14. Caractéristique I-V d'une cellule solaire simulée avec le modèle à un exponentiel

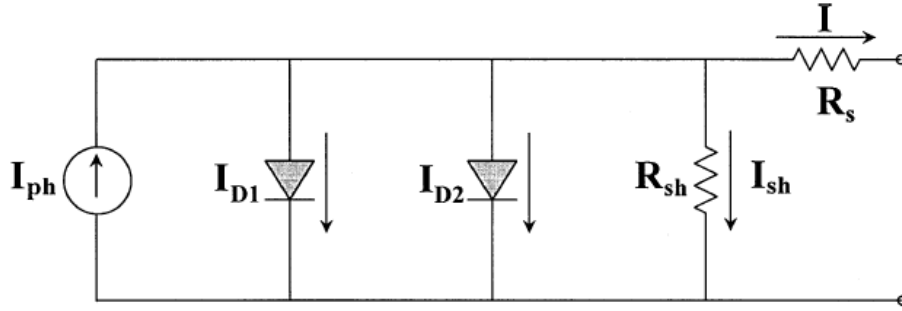


Figure I.15. Modèle de la cellule solaire à deux exponentiels

La relation théorique qui lie le courant électrique I des deux diodes en fonction de la tension V aux bornes de ces composants est la suivante :

$$I = -I_{ph} + I_{D1} + I_{D2} + I_{sh} \quad (\text{I.31.a})$$

$$I_{D1} = I_{sD1} \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{n_1KT}\right) - 1 \right] \quad (\text{I.31.b})$$

$$I_{D2} = I_{sD2} \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{n_2KT}\right) - 1 \right] \quad (\text{I.31.c})$$

Avec :

$$I_{sh} = \frac{V - IR_s}{R_{sh}} \quad (\text{I.31.d})$$

La caractéristique I-V du modèle ci-dessus est représentée sur la figure I.16. Le courant électrique caractérisant les deux diodes séparément est donné dans la figure I.17.

Dans la figure I.18 est représentée la caractéristique I-V de la cellule solaire en obscurité et avec illumination.

Si la cellule solaire ne peut pas être modélisée par les modèles cités en dessus, elle est en générale le siège de plusieurs mécanismes de transport dont chacun prédomine dans une certaine plage de la tension. Elle sera plutôt décrite par la somme de plusieurs

exponentielles (équation I.32). Chaque exponentielle correspond à un mécanisme de transport particulier et chaque mécanisme est caractérisé par ses paramètres I_{Si} et n_i [19].

$$I = \sum_i \left\{ I_{Si} \left[\exp\left(\frac{q(V - R_s I)}{n_i K T}\right) - 1 \right] \right\} + G_p (V - R_s I) - I_{ph} \quad (I.32)$$

Le tableau I.1 regroupe les différentes propriétés des matériaux utilisés dans les structures des cellules solaires [29]. La structure typique de la cellule solaire concernée par notre étude est schématisée dans la figure I.19 [26].

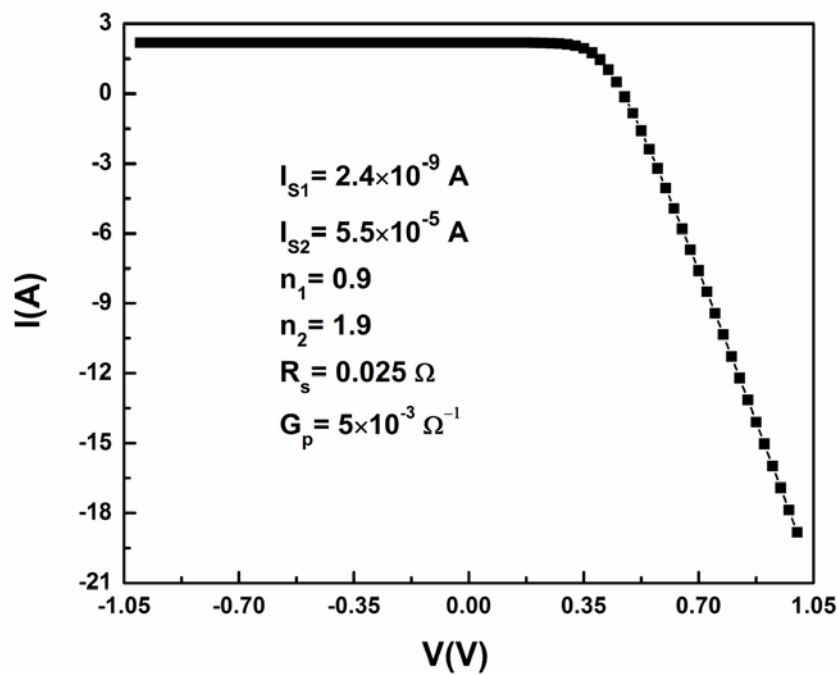


Figure I.16. Caractéristique I-V du modèle théorique à deux diodes

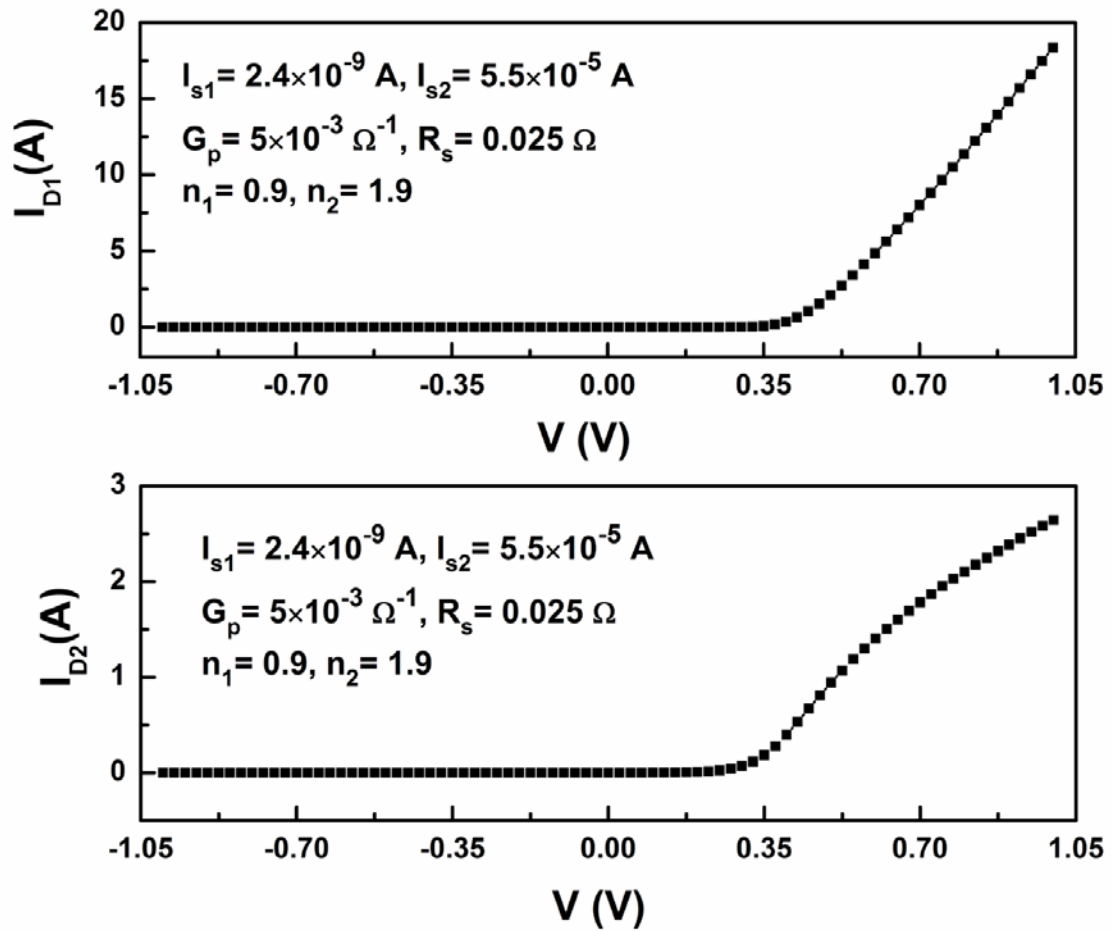


Figure I.17. Courant électrique caractérisant la diode 1 (I_{D1}) et la diode 2 (I_{D2}) dans le modèle théorique à deux exponentiels

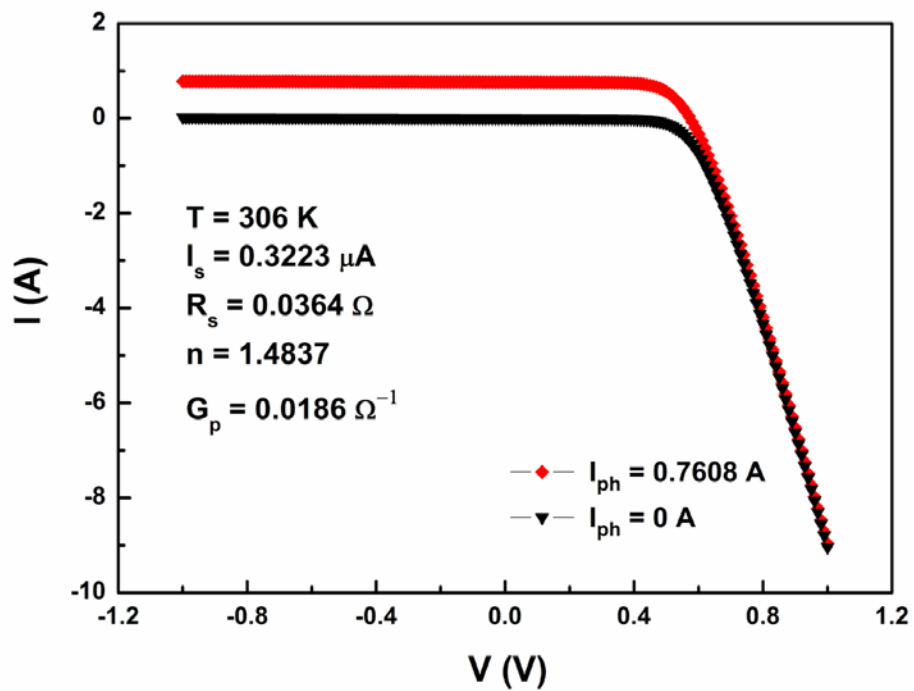


Figure I.18. Caractéristique I-V de la cellule solaire en obscurité et avec illumination

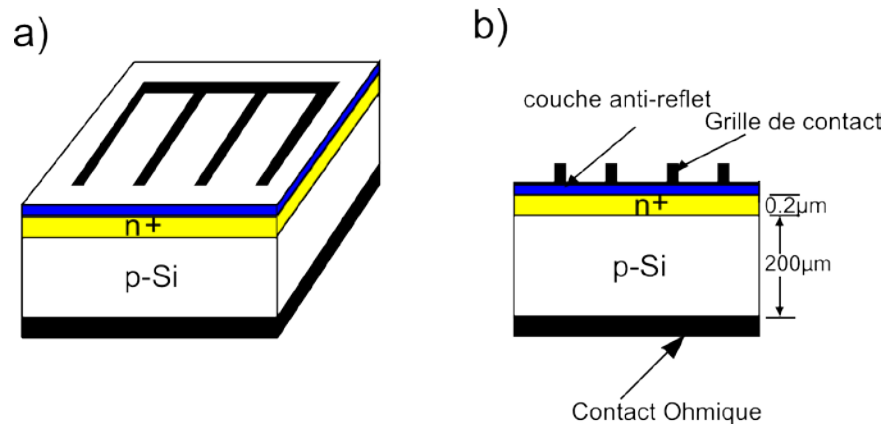


Figure I.19. (a) Structure typique de la cellule solaire, (b) Coupe de la jonction solaire type silicium n+-p

I.5.3. PARAMETRES CARACTERISTIQUES

La caractéristique I-V d'une diode solaire passe par trois points caractéristiques très importants qui sont : le courant de court circuit I_{sc} , la tension du circuit ouvert V_{oc} et la puissance maximale P_m . Ils interviennent directement dans le calcul du rendement de la cellule solaire.

I.5.3.1. COURANT DE COURT-CIRCUIT I_{sc}

Le courant de court-circuit I_{sc} apparaît en un point de la caractéristique I-V où la tension est nulle. En ce point la puissance de la cellule solaire sera nulle. La détermination de la valeur exacte du courant I_{sc} dépend du modèle choisi pour la cellule solaire. Pour une cellule idéale, le courant de court-circuit est égal au courant I_{ph} (équation (I.33)). Pour une cellule réelle qui utilise le modèle à un seul exponentiel, le courant I_{sc} devient encore plus compliqué. Si on pose $V=0$ dans l'équation (I.30), on obtient le courant de court-circuit donné par la formule (I.34). L'utilisation du modèle à double exponentiel donne le courant I_{sc} représenté par l'équation (I.35).

Matériau	Bande interdite 300K (eV)	Transition	Mobilité 300K ($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)		Constante diélectrique relative	Paramètres de maille (Å)		Coefficient de dilatation thermique ($\times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$)	Affinité électronique (eV)	Dopants	
			électron	trou		a	c			type p	type n
Si	1.11	indirecte	1350	480	12.0	5.431		2.33	4.01	B, Al, Ga	P, As, Sb
Ge	0.66	indirecte	3600	1800	16.0	5.658		5.75	4.13	B, Al, Ga, In	P, As, Sb
AlS	2.15	indirecte	280	-	10.1	5.661		5.2	-	Zn, Cd	Se, Te
AlSb	1.6	indirecte	900	400	10.3	6.136		3.7	3.65	Zn, Cd	Se, Te
GaP	2.25	indirecte	300	140	8.4	5.451		5.3	4.3	Zn, Cd	Se, Te
GaAs	1.43	direct	5-8000	300	11.5	5.654		5.8	4.07	Zn, Cd, Ge, Si	Si, Sn, Ge
GaSb	0.68	direct	5000	1000	14.8	6.095		6.9	4.06	Zn, Cd, Ge	Se, Te
InP	1.27	direct	4500	100	12.1	5.869		4.5	4.38	Zn, Cd	Se, Te
InAs	0.36	direct	30,000	450	12.5	6.058		4.5 (5.3)	4.9	Zn, Cd	Se, Te, Sn
InSb	0.17	direct	80,000	450	15.9	6.479		4.9	4.59	Zn, Cd	Se, Te, Sn
ZnS (hex)	3.58	direct	120	-	8.3	3.823	6.256	6.2-6.5	3.9	-	Cl, Br, Al
ZnSe	2.67	direct	530	-	9.1	5.667		7.0	4.09	-	Br, Al, Ga
ZnTe	2.26	direct	530	130	10.1	6.103		8.2	3.5	Cu, Ag, P	-
CdS (hex)	2.42	direct	340	-	9.0-10.3	4.135	6.712	4.0	4.5	-	Cl, Br, I, Al, Ga, In
CdTe	1.44	direct	700	65	9.6	6.477		-	4.28	Li, Sb, P	I
SiC (hex)	2.57-3.1	indirecte	60-120	10-20	10.2	3.082		7.7	-	Al	N
PbTe	0.29	indirecte	2500	1000	17.5	6.52		-	-	Te, Na, K	Pb, Cl, Br
Cu ₂ S	1.2	indirecte	-	3-30	11.881	11.881	13.491	-	-	-	-
CdSe (hex)	1.7	direct	600	-	4.298	4.298	7.002	4.8	4.95	-	Cl, Br, I

Tableau I.1. Propriétés des matériaux utilisés dans les cellules solaires

$$I_{sc} = I_{ph} \quad (I.33)$$

$$I_{sc} = I_s \exp\left[\frac{-qRs}{nKT} I_{sc}\right] - I_s - RsG_p I_{sc} - I_{ph} \quad (I.34)$$

$$I_{sc} = I_{s_{D1}} \exp\left[\frac{-qRs}{n_1KT} I_{sc}\right] + I_{s_{D2}} \exp\left[\frac{-qRs}{n_2KT} I_{sc}\right] - I_{s_{D1}} - I_{s_{D2}} - \frac{Rs}{R_{sh}} I_{sc} - I_{ph} \quad (I.35)$$

La résolution de l'équation (I.34) est faite avec la méthode d'optimisation Newton-Raphson [31], elle est utilisée pour caractériser les cellules solaires étudiées dans le chapitre III. La solution de l'équation (I.35) n'est pas traitée dans ce travail.

I.5.3.2. TENSION DE CIRCUIT OUVERT V_{oc}

La tension de circuit ouvert V_{oc} apparaît en un point de la caractéristique I-V où le courant est nul. En ce point, la puissance fournie par la cellule solaire est nulle. Le calcul exact de la tension V_{oc} est de même que le courant I_{sc} , dépend du modèle choisi pour la cellule solaire. Dans le cas idéal, la tension V_{oc} est donnée par l'équation (I.36). Dans le cas d'une cellule réelle qui utilise le modèle à un exponentiel, la tension de circuit ouvert devient compliquée (équation (I.37)) et nécessite les méthodes d'optimisations numériques (Newton-Raphson) pour son calcul (voir Chapitre III). L'utilisation du modèle à deux exponentiels donne la tension V_{oc} illustrée par l'équation (I.38) dont la solution fera l'objet d'une autre étude. Dans notre travail, on utilisera le modèle réel à un seul exponentiel.

$$V_{oc} = \frac{KT}{q} \ln\left(\frac{I_{ph}}{I_s} + 1\right) \quad (I.36)$$

$$V_{oc} = \frac{I_{ph} + I_s}{G_p} - \frac{I_s}{G_p} \exp\left(\frac{q}{nKT} V_{oc}\right) \quad (I.37)$$

$$V_{oc} = \frac{-I_{sD1}}{G_p} \exp\left[\frac{q}{n_1 KT} V_{oc}\right] - \frac{I_{sD2}}{G_p} \exp\left[\frac{q}{n_2 KT} V_{oc}\right] + \frac{I_{sD1} + I_{sD2}}{G_p} + \frac{I_{ph}}{G_p} \quad (I.38)$$

I.5.3.3. PUISSANCE MAXIMALE P_m

Le courant I_m et la tension V_m correspondent respectivement au courant et à la tension pour lesquels la cellule solaire délivre sa puissance maximale P_m [19]. On obtient le maximum de la puissance fournit par la cellule lorsque $dP/dV=0$ [11]. Dans le cas idéal, les valeurs du courant I_m et de la tension V_m sont données par la résolution du système d'équations non linéaire suivant [19]:

$$\begin{aligned} I_s \left(\exp\left[\frac{qV_m}{KT}\right] - 1 \right) - I_{ph} - I_m &= 0 \\ \frac{qV_m}{KT} I_s \exp\left[\frac{qV_m}{KT}\right] - I_m &= 0 \end{aligned} \quad (I.39)$$

Pour calculer la puissance fournit par une cellule solaire en utilisant le modèle réel à un seul exponentiel, on résout le système non linéaire de l'équation (I.40). On propose la méthode d'optimisation numérique de Newton-Raphson pour résoudre les systèmes d'équations I.39 et I.40.

$$\begin{aligned} I_m &= \frac{1}{RsG_p} \left[I_s + \frac{qV_m I_s}{nKT} \right] \exp\left(\frac{q(V_m - I_m Rs)}{nKT}\right) - \frac{I_s}{RsG_p} + \frac{2}{Rs} V_m - \frac{I_{ph}}{RsG_p} \\ V_m &= -\frac{1}{2G_p} \left[I_s + \frac{qV_m I_s}{nKT} \right] \exp\left(\frac{q(V_m - I_m Rs)}{nKT}\right) + \frac{I_s}{2G_p} + \frac{Rs}{2} I_m + \frac{I_{ph}}{2G_p} \end{aligned} \quad (I.40)$$

I.5.3.4. RENDEMENT DE LA CELLULE SOLAIRE

Une cellule solaire est qualifiée par son rendement η_c définit par la formule suivante [26] :

$$\eta_c = \frac{P_s}{P_e} 100\% \quad (\text{I.41})$$

Avec : P_e est la puissance d'entrée qui caractérise le faisceau lumineux et P_s est la puissance de sortie caractérisant la cellule solaire donnée par le formule (I.42).

$$P_s = V \times I \quad (\text{I.42})$$

Le courant I et la tension V dans cette formule correspondent au maximum de la puissance dans la diode solaire. Il faut noter qu'un bon rendement de la cellule solaire est assuré avec un E_g qui varie de 0.8-1.4 eV [4], [19], [32-36].

I.5.3.5. FACTEUR DE REMPLISSAGE FF

Le facteur de remplissage FF (*fill factor*) dépend des grandeurs P_m , I_{sc} et V_{oc} . Les bonnes cellules solaires ont un FF supérieur à 0.7 [19]. La résistance R_s et la conductance G_p diminuent le facteur de remplissage. Ce facteur est défini comme suit :

$$FF = \frac{I_m V_m}{I_{sc} V_{oc}} \quad (\text{I.43})$$

Le tableau I.2 illustre les paramètres caractéristiques : le rendement η_c , la tension V_{oc} , le courant I_{sc} et le facteur FF pour différent types de cellules solaires [28].

I.5.4. APPLICATIONS DES SYSTEMES PHOTOVOLTAIQUES

Les systèmes photovoltaïques sont très variés, ils alimentent des charges allant d'une montre jusqu'une ville entière. Parmi ses applications on cite : la technologie d'espace, la marine, les télécommunications, l'alimentation électrique des pompes d'eau, les batteries, les réfrigérateurs, le transport, et l'éclairage public [37].

Matériau de la cellule/type	Rendement (%)	V_{oc} (V)	j_{sc} (mA/cm ²)	FF (%)
Si (cristallin)	24.7±0.5	0.706	42.2	82.8
Si (polycristallin)	20.3±0.5	0.664	37.7	80.9
Si (amorphe)	9.3±0.5	0.859	17.5	63.0
GaAs (cristallin)	25.9±0.8	1.038	29.4	84.7
GaAs (couche mince)	24.5±0.5	1.029	28.8	82.5
GaAs (polycristallin)	18.2±0.5	0.994	23.0	79.7
Polymère organique	5.15±0.3	0.870	9.4	62.5

Tableau I.2. Le rendement η_c , la tension V_{oc} , le courant I_{sc} et le facteur FF pour différents types de cellules solaires sous les conditions [1000W/cm², AM1.5, T = 25°C]

I.5.5. CONFIGURATION DU COMPOSANT SOLAIRE

Il y a plusieurs configurations de la structure solaire tel que : les couches minces solaires, les diodes Schottky solaires, les structures solaires MIS et les multiples jonctions solaires.

Dans cette section on s'intéresse à citer les technologies de fabrication de la structure solaire illustrée dans la figure I.19.

La cellule solaire type Si (cristallin) est la plus utilisée au marché, elle répond aux critères performance-coût avec un rendement de 22 % [11]. Pour contourner le problème du coût de fabrication du Si monocristallin sous forme de lingot, on utilise la méthode du ruban qui consiste à faire un tirage en couches minces du Si avec une épaisseur inférieure à

l'épaisseur d'une plaquette de Si. Cette technique réduit considérablement le cout du coupage du matériel.

Pour réduire au maximum la réflexion du faisceau lumineux on utilise la cellule texturée. La figure I.20 montre la surface texturée en forme de pyramides d'une cellule solaire. De cette manière, le faisceau lumineux incident est réfléchi sur une autre pyramide. Cette technologie permet de réduire la réflexion de 35% pour des surfaces plates à 20% pour des surfaces texturées [11].

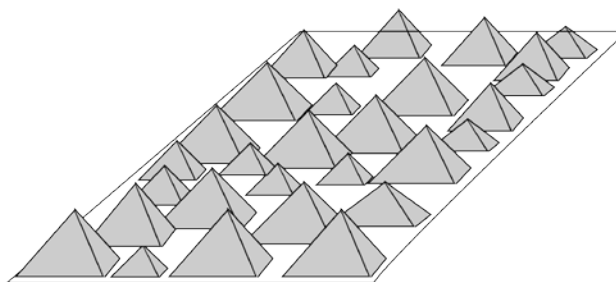


Figure I.20. Cellule solaire texturée avec une surface en forme de pyramides

I.6. MODULES SOLAIRES

Un photon incident avec une énergie suffisamment grande permet à un électron dans le matériau de quitter la bande de valence pour rejoindre la bande de conduction en fournissant un courant électrique. Une seule cellule solaire peut générer une tension de 0.5V. Donc, il est préférable d'utiliser un ensemble de cellules reliées en série ou en parallèle pour répondre aux différentes applications technologiques. Un tel ensemble est appelé module solaire. Un module solaire typique est composé de 36 cellules solaires en série (appelé aussi module 12V). De multiples modules solaires peuvent être reliés en série pour augmenter la tension ou en parallèle pour augmenter le courant. La combinaison des modules solaires en série ou en parallèle est appelée panneau. La figure I.21 montre un schéma d'une cellule solaire, un module et un panneau solaire. L'équation I.44 donne la tension aux bornes d'un module solaire à n cellules solaires montées en série.

$$V_{\text{module}} = n(V_d - IR_s) \quad (\text{I.44})$$

Le tableau I.3 fournit un exemple de la tension, du courant et de la puissance d'un module solaire typique [1]. Le tableau I.4 donne quelques exemples de modules solaires et leurs

caractéristiques dans les conditions standards (1KW/m^2 , AM1.5 (soleil à 45° au dessus de l'horizon), $T = 25^\circ\text{C}$).

I.7. INHOMOGENEITE DES CELLULES SOLAIRES

Dans la fabrication des composants électroniques tels que métal-semiconducteur (MS), métal-isolant-semiconducteur (MIS), diodes Schottky et les cellules solaires, l'état de l'interface métal-semiconducteur est très important. L'analyse de la caractéristique électrique en fonction de la température I-V-T permet d'élucider le mécanisme de transport du courant et la nature homogène ou inhomogène de la barrière de potentiel ϕ_B à l'interface du (MS), du (MIS) ou des cellules solaires.

Le rendement des cellules solaires dépend de beaucoup de paramètres tel que : l'état de l'interface (homogénéité), la barrière de potentiel entre le métal et le semiconducteur et l'effet de la température T. L'étude des fluctuations dans le courant de saturation I_s de la cellule solaire permet de déterminer la distribution spatiale de la barrière de potentiel dans ces structures [38-41].

Dans notre travail, nous allons considérer les fluctuations du courant de saturation I_s de la cellule solaire de type jonction pn et de type Schottky. Cette analyse nous permettra d'étudier l'inhomogénéité de la barrière de potentiel ϕ_B et son influence sur les paramètres caractérisant la cellule solaire.

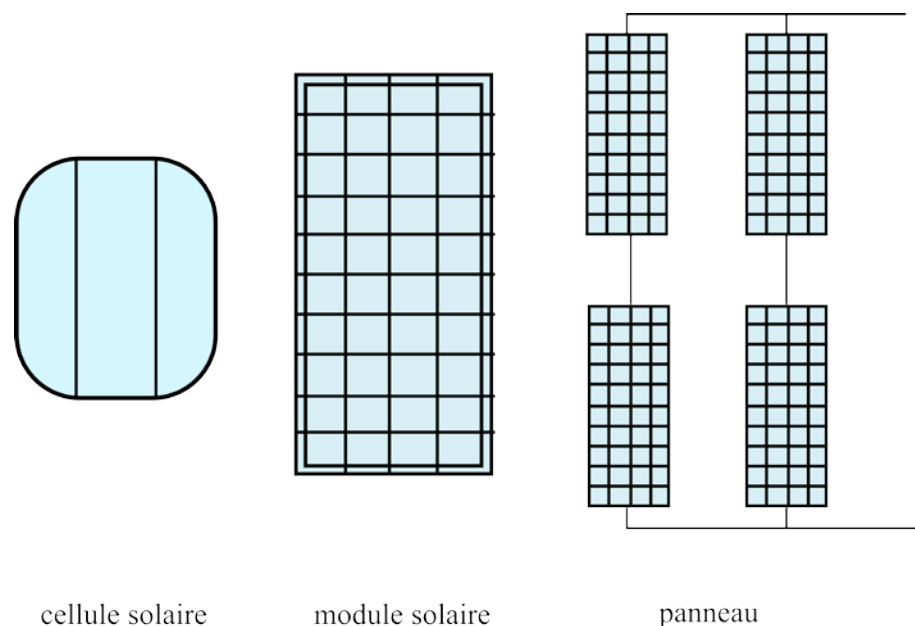


Figure I.21. Schéma montrant une cellule, un module et un ensemble de modules solaires

Nombre de cellules $n = 36$ Résistance parallèle/cellule $R_p = 6.6 \Omega$ Résistance série/cellule $R_s = 0.005 \Omega$ Courant de saturation $I_s = 6.10^{-10} A$			
$V_d(V)$	$I_d(A)$	$V_{module} (V)$	$P = V_{module} \cdot I_d$
0.49	3.21	17.06	54.80
0.50	3.16	17.43	55.02
0.51	3.07	17.81	54.75
0.52	2.96	18.19	53.76
0.53	2.78	18.58	51.65
0.54	2.52	18.99	47.89
0.55	2.14	19.41	41.59

Tableau I.3. La tension, le courant et la puissance d'un module solaire typique [1]

Fournisseur	Kyocera	Sharp	BP	Uni-Solar	Shell
Modèle	KC-120-1	NE-Q5E2U	2150S	US-64	ST40
Matériel	Multicrystal	Polycrystal	Monocrystal	Triple junction a-Si	CIS- couche mince
Nombre de cellule n	36	72	72		42
Puissance (W)	120	165	150	64	40
Voltage pour Pmax (V)	16.9	34.6	34	16.5	16.6
Courant (A)	7.1	4.77	4.45	3.88	2.41
Voc (V)	21.5	43.1	42.8	23.8	23.3
Isc (A)	7.45	5.46	4.75	4.80	2.68
Longueur (mm)	1425/56.1	1575/62.05	1587/62.5	1366/53.78	1293/50.9
Largeur (mm)	652/25.7	826/32.44	790/31.1	741/29.18	329/12.9
Epaisseur (mm)	52/2.0	46/1.81	50/1.97	31.8/1.25	54/2.1
Poid (kg)	11.9/26.3	17/37.5	15.4/34	9.2/20.2	14.8/32.6
Efficacité du module	12.9%	12.7%	12.0%	6.3%	9.4%

Tableau I.4. Exemples de modules solaires sous les conditions de test standard [$1KW/m^2$, AM1.5, $T = 25^\circ C$] [1]

Dans ce chapitre, des rappels théoriques sur les diodes Schottky et les cellules solaires ont été évoqués. La théorie de la barrière de potentiel ϕ_B homogène et inhomogène est aussi abordée. Cette dernière est modélisée par une distribution gaussienne selon le modèle de Werner.

Les différents paramètres qui caractérisent les structures solaires et qui ont un effet direct sur le rendement de ces structures, ont été aussi présentés.

En résumé, ce chapitre constitue une base théorique solide concernant la physique de la jonction métal semi-conducteur et les cellules solaires à travers les différents modèles physiques présentés et qui vont être un outil d'analyse approfondie des diodes Schottky réelles des diodes solaires présentés dans le chapitre II et dans le chapitre III respectivement.

REFERENCES DU CHAPITRE I

- [1] J. P. COLINGE AND C. A. COLINGE, *Physics of semiconductor devices*, KLUWER ACADEMIC PUBLISHERS, 2002.
- [2] F. Braun, "Über die Stromleitung durch Schwefelmetalle," *Ann. Phys. Chem.*, 153, 556, 1874.
- [3] J. C. Bose, *US. Patent*, 775,840, 1904.
- [4] A. H. Wilson, "The Theory of Electronic Semiconductors," *Proc. R. SOC. Lond. Ser: A*, 133,458, 1931.
- [5] W. Schottky, "Halbleitertheorie der Sperrschicht," *Naturwissenschaften*, 26, 843, 1938.
- [6] N. F. Mott, "Note on the Contact between a Metal and an Insulator or Semiconductor," *Proc. Cambr: Philos. SOC.*3, 4, 568, 1938.
- [7] H. A. Bethe, "Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers," *MTRadiat. Lab. Rep.*, 43-12, 1942.
- [8] OLEG SHIGILTCHOFF, *Schottky barriers for (0001), (000 $\bar{1}$), (1 $\bar{1}00$), and (1 $\bar{2}12$) crystallographic faces of 4h and 6h sic measured by I-V, C-V and internal photoemission methods*, PHD. Univ.PITTSBURGH, 2003.
- [9] H. K. Henisch, *Rectifying Semiconductor Contacts*, Clarendon, Oxford, 1957.
- [10] HSUNG JAI IM, M.S., *Introduction Metal Contacts to Silicon Carbide and Gallium Nitride Studied with Ballistic Electron Emission Microscopy*, PHD, Univ. School of The Ohio State, 2001.
- [11] S. M. SZE, KWOK K. NG, *Physics of Semiconductor Devices, Third Edition*, JOHN WILEY & SONS, JNC, 2007.
- [12] B.J. SKROMME, E. LUCKOWSKI, K. MOORE, M. BHATNAGAR, C.E. WEITZEL, T. GEHOSKI, D. GANSER, "Electrical Characteristics of Schottky Barriers on 4H-SiC: The Effects of Barrier Height Nonuniformity", *J. ELECTRONIC MATERIALS*, Vol. 29, No. 3, pp. 376-383, 2000.
- [13] E. H. Rhoderick and R. H. Williams, *Metal-Semiconductor Contacts*, 2nd Ed., Clarendon, Oxford, 1988
- [14] W. Schottky, "Halbleitertheorie der Sperrschicht," *Naturwissenschaften*, 26, 843, 1938.(diffusion)
- [15] C. R. CROWELL, S. M. SZE, "Current Transport in Metal-Semiconductor Barriers," *Solid-State Electronics*, Vol.9, pp 1035, 1966.

- [16] F. A. PADOVANI AND R. STRATTON, "Field and Thermionic-Field Emission in Schottky Barriers", *Solid-state Electron*, Vol.9, 695, 1966.
- [17] JURGEN H. WERNER, HERBERT H. GIJTTLER, "Barrier inhomogeneities at Schottky contacts", *J. Appl. Phys*, Vol.69, No.3, pp 1523-1533, 1991.
- [18] M.LYAKAS, R.ZAHARIA , 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, 1995.
- [19] F. HAMIDA, *Modélisation des phénomènes de transport et étude du rendement dans les structures métal/isolant/semiconducteur*, Thèse de Doctorat d'Etat, Dépt. Phys., Fac. Sci., Univ. Sétif, 2002.
- [20] V.MIKHELASHVILI, G.EISENSTEIN "The Influence of the Extraction of Physical Parameters in Schottky Barrier diodes," *J. Appl. Phys.*, Vol. 86, No. 12, pp. 6965-6969, 1999.
- [21] V.MIKHELASHVILI, G.EISENSTEIN, R.UZDIN, "Extraction of Schottky Diode Parameters with a Bias Dependent Barrier Height," *Solid-State Electronics*, Vol. 45, pp. 143-148, 2001.
- [22] K.MAEDA, H.IKOMA, K.SATO, T.ISHIDA, "Current-Voltage Characteristics and Interface State Density of GaAs Schottky Barrier," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 62, No. 20, pp. 2560-2562, 1993.
- [23] T.ISHIDA , H.IKOMA, "Bias Dependence of Schottky Barrier Height in GaAs from Internal Photoemission and Current-Voltage Characteristics," *J. Appl. Phys.*, Vol. 74, No. 6, pp. 3977-3982, 1993.
- [24] A. B. MCLEAN, I. M. DHARMADASA, R. H. WILLIAMS, "Schottky-Barrier Height Determination in the Presence of Interfacial Disorder," *Semicond. Sci. Technol.*, Vol. 1, pp. 137-142, 1986.
- [25] SHENG S. LI, *Semiconductor Physical Electronics*, Second Edition, Springer, 2006.
- [26] MEENA AGGARWAL, A. KAPOOR, K.N. TRIPATHI, "Solar cell array parameters", *Solar Energy Materials and Solar Cells*, Vol. 45, pp 377-384 , 1997.
- [27] TOM MARKVART, LUIS CASTAFIER, *Practical Handbook of Photovoltaics: Fundamentals and Applications*, Elsevier, 2003.
- [28] MARIUS GRUNDMANN, *The Physics of Semiconductors: An Introduction Including Nanophysics and Applications*, second edition, Springer, 2010.
- [29] A. ROTHWARF, K. W. BOER, "Direct conversion of solar energy through photovoltaic cells", *Progress in Solid-State Chemistry*, Vol. 10, Part 2, pp. 71-102, 1975.
- [30] E.E. VAN DYK, E.L. MEYER, "Analysis of the effect of parasitic resistances on the performance of photovoltaic modules", *Renewable Energy*, Vol. 29, pp 333-344, 2004.
- [31] WILLIAM H. PRESS, SAUL A. TEUKOLSKY, WILLIAM T. VETTERLING, BRIAN P. FLANNERY, *Numerical Recipes in Fortran 77, The Art of Scientific*

Computing, second edition, Vol. 1 of Fortran Numerical Recipes, Cambridge University Press, 1986, 1992.

[32] G. A. GOW, C. D. MANING, "development of photovoltaic array model for use in power-electronics simulation studies", *IEE Proc.-Electr. Power Appl.*, Vol.146, No. 2, 1999.

[33] GARY S.MAY, SIMON M.SZE, *Fundamentals of semiconductor Fabrication*, WILEY, 2004.

[34] HARALD IBACH, *Physics of Surfaces and Interfaces*, Springer, 2006.

[35] J. APPELBAUM, A. BRAUNSTEIN, J. BANI, "Performance analysis of a solar-electrical system with a load, and storage batteries", *Energy Conversion*. Vol. 16. pp 105-110, 1976.

[36] MARTIN A. GREEN, KEITH EMERY, DAVID L. KING, YOSHIHIRO HISIKAWA AND WILHELM WARTA5, *Solar Cell Efficiency Tables*, Version 27, Wiley InterScience, Prog. Photovolt: Res. Appl. 2006.

[37] S.R. WENHAM, M.A. GREEN, M.E. WATT, R. CORKISH, *APPLIED PHOTOVOLTAICS*, second edition, Earthscan, 2007.

[38] A. BENGI, S. ALTINDAL, S. O' ZC- ELIK, T.S. MAMMADOV, "Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in Al_{0.24}Ga_{0.76}As/GaAs structures", *Physica B*, Vol.396, pp 22-28, 2007.

[39] Z. TEKELI, Ş. ALTINDAL, M. ÇAKMAK, S. ÖZÇELİK, D. ÇALIŞKAN, E. ÖZBAY, "The behavior of the *I-V-T* characteristics of inhomogeneous Ni/Au...– Al_{0.3}Ga_{0.7}N/AlN/GaN heterostructures at high temperatures," *J. Appl. Phys* Vol.102,pp 054510-1-8 , 2007.

[40] VO.TUZUN, S. OKTIK, S. ALTINDAL, T.S. MAMMADOV, "Electrical characterization of novel Si solar cells", *Thin Solid Films*, Vol. 511-512, pp 258 – 264, 2006.

[41] P.O. GRABITZ, U.RAU, J.H.WERNER, "A multi-diode model for spatially inhomogeneous solar cells", *Thin Solid Films*, Vol.487, pp 14-18, 2005.

Chapitre II :
DIODES SCHOTTKY A BASE DE SiC

Chapitre II

DIODES SCHOTTKY A BASE DE SiC

II. INTRODUCTION

La méthode d'optimisation verticale VOM et la fonction de Lambert W ont été appliquées à des diodes Schottky simulées avec une barrière de potentiel homogène et inhomogène pour décrire les caractéristiques courant-tension à différentes températures (I-V-T) et pour extraire les paramètres caractérisant ces diodes Schottky simulées. Le modèle utilisé est celui du courant de la théorie de diffusion-émission thermoïonique (TED).

Pour tenir en compte de l'inhomogénéité de la barrière de potentiel pour les diodes Schottky réelles à base de 4H-SiC, le modèle de la distribution gaussienne de la barrière de potentiel dans le courant de saturation I_s de la théorie de diffusion-émission thermoïonique, a été utilisé pour expliquer les anomalies observées dans les structures Schottky de tungstène W/4H-SiC et de molybdène Mo/4H-SiC.

Ce chapitre est consacré à l'étude de structures réelles et simulées de diodes Schottky à barrière homogène, inhomogène et à l'extraction des différents paramètres : courant de saturation I_s , résistance série R_s , facteur d'idéalité n , barrière de potentiel ϕ_B , constante de Richardson A^* ainsi que les paramètres décrivant le modèle gaussien de la barrière de potentiel tel que : φ_2 , φ_3 , la température T_0 et la déviation standard σ_0 caractérisant l'inhomogénéité.

Une extraction des paramètres caractérisant des structures Schottky réelles de Mo/4H-SiC de différents diamètres est présentée à la fin de ce chapitre.

II.1. METHODES UTILISEES

II.1.1. FONCTION DE LAMBERT W

Plusieurs problèmes en physique sont décrits par des équations implicites dont leurs nombre augmentent en particulier dans les circuits électroniques et dans la modélisation des composants électroniques. La fonction de Lambert W est un outil mathématique qui

sert à la résolution analytique et explicite de ces équations. L'utilité de la fonction de Lambert W est bien illustrée dans le modèle des jonctions non idéales avec une résistance série R_s et une résistance shunt R_{sh} , dans les caractéristiques des cellules solaires et dans les MOSFET. Les avantages de la solution analytique sont :

- décrit le comportement général du problème physique, alors que la solution numérique est basée sur des résultats conditionnés par des valeurs spécifiques.
- contribue à l'unification des différents phénomènes.
- cette solution est exacte, alors que les résultats numériques sont exacts selon une erreur de calcul bien déterminée.
- pas de problèmes de convergence.
- facilite la compréhension des comportements physiques lorsque les paramètres de l'équation changent.
- peut être intégrée et dérivée.

Une telle solution est donnée par la fonction de Lambert W, elle répond à tous les critères cités ci-dessus.

La fonction de Lambert W a été introduite en 1758 dans les travaux de Lambert, ensuite elle a été étudiée par Euler en 1779. En fin, elle a été étudiée en 1959 par E.M.Wright d'où elle a pris son nom. Le nombre d'applications de la fonction de Lambert W a augmenté considérablement dans les dernières années [1]. Le premier problème physique résolu explicitement avec la fonction de Lambert W était l'échange de force entre deux nucléons à l'intérieur d'une molécule H (H_2^+) [2].

La fonction de Lambert W est définie comme étant la fonction qui vérifie la formule suivante :

$$W(Z)e^{W(Z)} = Z \quad (\text{II.1})$$

Z : argument de la fonction W.

La solution de cette équation (cas d'une cellule solaire type diode Schottky) est donnée dans l'annexe C. Les dérivées de cette solution par rapport aux paramètres extraits tel que la résistance série, le facteur d'idéalité et la barrière de potentiel $\{R_s, n, \phi_B\}$ sont aussi introduit dans la même annexe.

II.1.2. METHODE D'OPTIMISATION VERTICALE (VOM)

Plusieurs chercheurs ont choisi la caractérisation de leurs structures par un programme d'optimisation [3-10]. Les méthodes d'optimisation sont devenues très populaires vu leurs précision et leurs efficacité dans la caractérisation des composants électroniques et surtout vu l'existence d'ordinateurs puissants et de techniques de programmations très sophistiquées. Leurs mises aux points sont beaucoup plus difficiles que la méthode des moindres carrés surtout dans le calcul des premières et deuxièmes dérivées [11].

La plupart de ces méthodes sont basés sur une estimation au sens des moindres carrés entre le courant expérimental I^{ex} et le courant simulé avec les paramètres extraits I^{th} . On donne ci dessous un aperçu de la technique d'optimisation vertical.

Etant donné N valeurs expérimentales et N valeurs théoriques. Les valeurs théoriques sont obtenues en utilisant un certain modèle du courant pour un certain ensemble de paramètres. On cherche les valeurs des paramètres qui minimisent (optimisent) le critère S donné par l'équation (II.2) par rapport aux paramètres de la diode Schottky.

$$S = \sum_{i=0}^{N-1} \left(\frac{I_i^{ex} - I_i^{th}}{I_i^{th}} \right)^2 \quad (II.2)$$

L'analyse mathématique nous révèle que ce minimum est atteint au point où le gradient de S dans l'équation (II.2) par rapport aux paramètres s'annule. Il s'agit donc de trouver la solution du système d'équation non linéaire fourni par les paramètres à extraire qui sont dans notre cas : la résistance série, le courant de saturation, la conductance et le facteur d'idéalité (R_s, I_s, G_p, n), donné par l'équation (II.3). Des méthodes de résolutions efficaces telle que Newton-Raphson permettent de résoudre ce système.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial S}{\partial R_s} = -2 \sum_{i=0}^{N-1} \frac{\partial I_i^{th}}{\partial R_s} \frac{I_i^{ex}}{(I_i^{th})^2} \left(\frac{I_i^{ex} - I_i^{th}}{I_i^{th}} \right) = 0 \\ \frac{\partial S}{\partial I_s} = -2 \sum_{i=0}^{N-1} \frac{\partial I_i^{th}}{\partial I_s} \frac{I_i^{ex}}{(I_i^{th})^2} \left(\frac{I_i^{ex} - I_i^{th}}{I_i^{th}} \right) = 0 \\ \frac{\partial S}{\partial G_p} = -2 \sum_{i=0}^{N-1} \frac{\partial I_i^{th}}{\partial G_p} \frac{I_i^{ex}}{(I_i^{th})^2} \left(\frac{I_i^{ex} - I_i^{th}}{I_i^{th}} \right) = 0 \\ \frac{\partial S}{\partial n} = -2 \sum_{i=0}^{N-1} \frac{\partial I_i^{th}}{\partial n} \frac{I_i^{ex}}{(I_i^{th})^2} \left(\frac{I_i^{ex} - I_i^{th}}{I_i^{th}} \right) = 0 \end{array} \right. \quad (II.3)$$

I.2. ETUDE DE LA CARACTERISTIQUE COURANT TENSION I-V SIMULEE DE LA DIODE SCHOTTKY HOMOGENE

La caractéristique courant-tension I-V d'une diode Schottky réelle, définie par le modèle à un seul exponentiel, est représentée par l'équation suivante :

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{B}{n}(V - R_s I)\right) - 1 \right] + G_p (V - R_s I) \quad (II.4)$$

avec :

I_s : courant de saturation

n : facteur d'idéalité

R_s : résistance série

G_p : conductance.

Pour tenir compte des erreurs de la mesure, on introduit la fonction du bruit dans l'expression du courant de la diode Schottky, dans ce cas, le courant de la diode Schottky devient :

$$I_{\text{avec bruit}} = I_{\text{sans bruit}} (1 + \text{pourcentage} \times \text{bruit}) \quad (II.5)$$

avec :

$I_{\text{sans bruit}}$: courant expérimental

$I_{\text{avec bruit}}$: courant avec bruit utilisé pour l'extraction des paramètres (courant théorique)

pourcentage : erreur relative en pourcentage du courant électrique I

bruit : c'est une fonction qui génère un nombre aléatoire entre -1 et +1

La figure II.1 montre la caractéristique courant-tension (I-V) simulée de la diode Schottky modélisée par l'équation (II.4) avec différents niveaux de bruit. L'effet de la conductance G_p et de la résistance série R_s sur la caractéristique I-V est illustré dans les figures II.2 et II.3 respectivement. On remarque que les pertes ohmiques, causées par la résistance R_s , aplatissent la caractéristique I-V de la diode Schottky pour les tensions positives (région directe), autrement dit, l'augmentation de la résistance R_s diminue le courant total de la diode, alors que la conductance G_p affecte la caractéristique I-V de la diode Schottky pour les tensions négatives (région inverse) [12].

La solution explicite de l'équation (II.4) en utilisant la fonction de Lambert W est donnée comme suit :

$$I = \frac{n}{R_s B} W \left[\frac{I_s R_s}{\frac{n}{B} (1 + R_s G_p)} \exp \left(\frac{V + I_s R_s}{\frac{n}{B} (1 + R_s G_p)} \right) \right] + \frac{V G_p - I_s}{1 + R_s G_p} \quad (\text{II.6})$$

L'extraction des paramètres caractérisant la diode Schottky tel que (R_s , I_s , G_p , n) est faite avec la méthode d'optimisation verticale. Le tableau II.1 donne les valeurs théoriques et extraites des quatre paramètres de la diode Schottky à des niveaux de bruits différents (ref.équation(II.5)). On remarque bien que les valeurs extraites sont très proches aux valeurs théoriques malgré la présence de la fonction du bruit.

Paramètres de la diode	Valeurs théoriques	Valeurs extraites (T = 300°K, 700 itérations)				
		0%	1%	5%	10%	20%
Is (A)	1.9756E-6	1.972045E-6	1.99344E-6	1.997032E-6	1.522674E-6	1.85198E-6
Rs (Ω)	12	12.00138	11.97623	11.96695	12.03801	12.68251
n	1.2	1.199646	1.202389	1.210048	1.150945	1.162784
Gp (S)	1.0E-3	9.999843E-4	1.0E-3	1.0E-3	1.0E-3	1.0E-3

Tableau II.1. Extraction des paramètres de la diode Schottky pour un bruit [0% - 20%] en utilisant la fonction de Lambert et la méthode VOM

La figure II.4 montre les résultats obtenus pour les erreurs relatives des paramètres Is, Rs, Gp, et n pour différentes valeurs de Rs. La procédure d'ajouter la fonction du bruit aux données simulées et ensuite l'extraction des paramètres est faite 700 fois pour chaque cas, puis la valeur maximale de l'erreur relative est prise. On remarque que les valeurs extraites des paramètres Is, Rs et n ont une petite erreur relative lorsque le bruit atteint 10%, ce qui représente une valeur typique pour les mesures expérimentales.

Pour les nouveaux systèmes électroniques, la mesure est très sophistiquée et le bruit n'atteint jamais les 10%. Alors que l'erreur relative de la conductance Gp est très petite comparée aux autres paramètres, ceci est due probablement à l'influence de Gp sur la caractéristique I-V. L'effet de la conductance Gp sur la caractéristique I-V n'est pas significatif que pour les grandes valeurs de Gp ce qui est observé dans la figure II.2.

D'après ces derniers résultats, la méthode d'optimisation verticale VOM par la fonction de Lambert W s'avère très efficace pour la caractérisation des composants électroniques à semiconducteur.

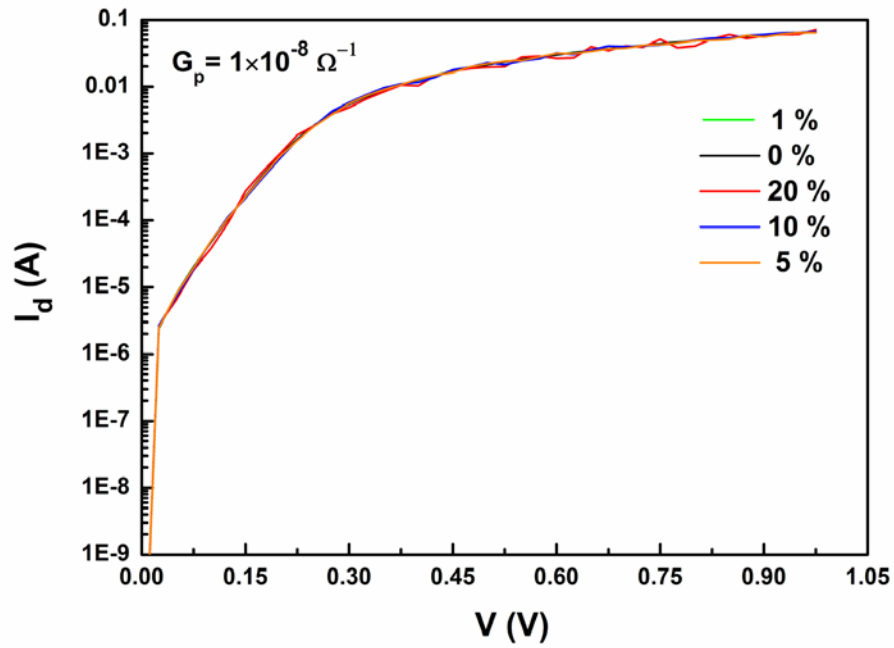


Figure II.1. Caractéristique I-V de la diode Schottky

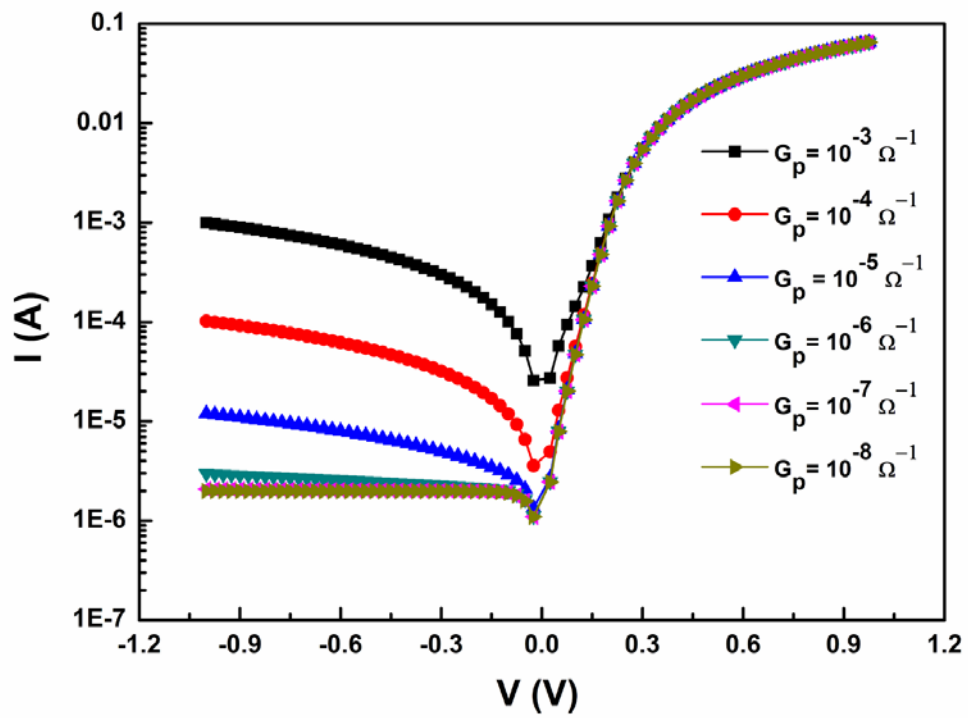


Figure II.2. Effet de la conductance G_p sur la caractéristique I-V simulée de la diode Schottky

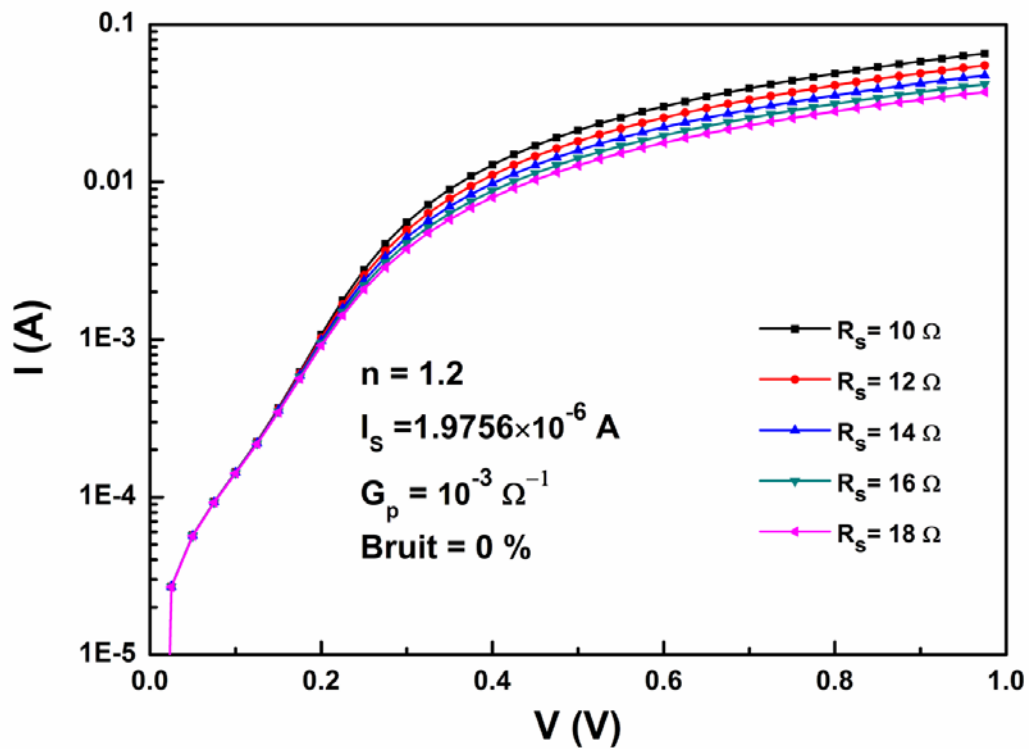


Figure II.3. Effet de la résistance série R_s sur la caractéristique I-V simulée de la diode Schottky

II.3. ETUDE DE LA CARACTERISTIQUE COURANT TENSION I-V SIMULEE DE LA DIODE SCHOTTKY INHOMOGENE

Les diodes Schottky ont de diverse applications dans la technologie moderne, à titre d'exemple, elles sont utilisées dans : les circuits intégrés bipolaires, les composants opérationnels à des températures cryogéniques tel que les détecteurs infrarouge, les diodes microondes, les grilles des transistors et les détecteurs des particules nucléaires.

Dans ce cas, l'étude de la caractéristique courant-tension (I-V) des diodes Schottky à température ambiante ne donne pas suffisamment d'information concernant le mécanisme de transport des porteurs de charges dans ces diodes et la nature de la formation de la barrière de potentiel ϕ_B à l'interface métal-semiconducteur (MS). La dépendance de la caractéristique courant-tension (I-V) avec la température permet de bien comprendre les différents processus de la conduction. L'étude de la barrière de potentiel ϕ_B de la diode Schottky (Schottky Barriere Diode SBD) est de grand intérêt. Toutes anomalies dans les paramètres peuvent être attribuées à la présence d'une inhomogénéité au niveau la barrière ϕ_B [13].

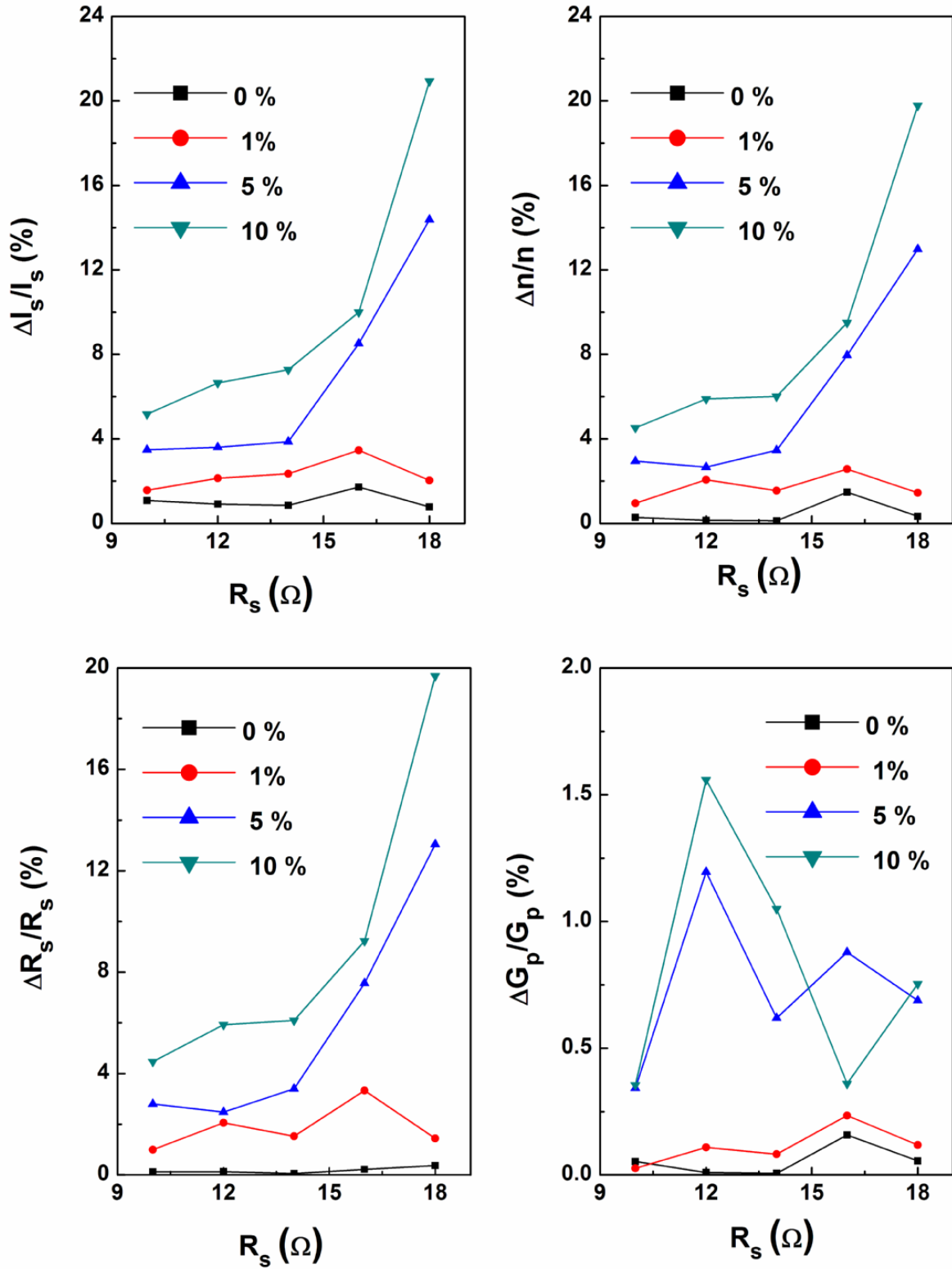


Figure II.4. Erreurs relatives des paramètres obtenus en variant R_s et le niveau de bruit (diode Schottky) en utilisant la fonction W et la méthode VOM

La dépendance de la caractéristique courant-tension avec la température T (I-V-T), d'une diode Schottky simulée avec la fonction de Lambert W , est représentée dans la figure II.5.

L'extraction des paramètres tel que : la constante de Richardson A^* , la barrière de potentiel ϕ_B et la déviation standard σ_0 ($\sigma_0 \neq 0$) qui caractérise une structure Schottky inhomogène simulée, est basée sur l'équation (I.28) du modèle de Werner cité dans le chapitre I. La figure II.6 illustre un exemple d'extraction de ces paramètres.

On remarque que les paramètres extraits avec le modèle de Werner qui explique l'anomalie de la barrière de potentiel sont en très bon accord avec ceux utilisés pour la simulation de la caractéristique I-V-T.

La figure II.7 montre l'effet de la résistance série R_s sur la caractéristique I-V d'une diode Schottky inhomogène ($\sigma_0=0.092V$) simulée. L'augmentation de la résistance série R_s cause un aplatissement de la caractéristique courant-tension. Par conséquent, la puissance de la diode Schottky diminue.

La simulation d'une diode Schottky inhomogène puis l'extraction des paramètres R_s , n et Φ_B sont faites pour différentes températures.

Pour conclure cette section de caractérisation des I-V-T simulées, l'effet de l'inhomogénéité σ_0 sur le comportement physique de la conduction dans le contact Schottky est illustré sur la figure II.8.

L'augmentation de σ_0 signifie un écart de l'état de l'interface métal-semiconduteur par rapport un état d'interface idéal, ce qui diminue les performances de la diode Schottky. Pour cette raison, les interfaces dans les composants électroniques sont très sensibles aux technologies d'élaboration.

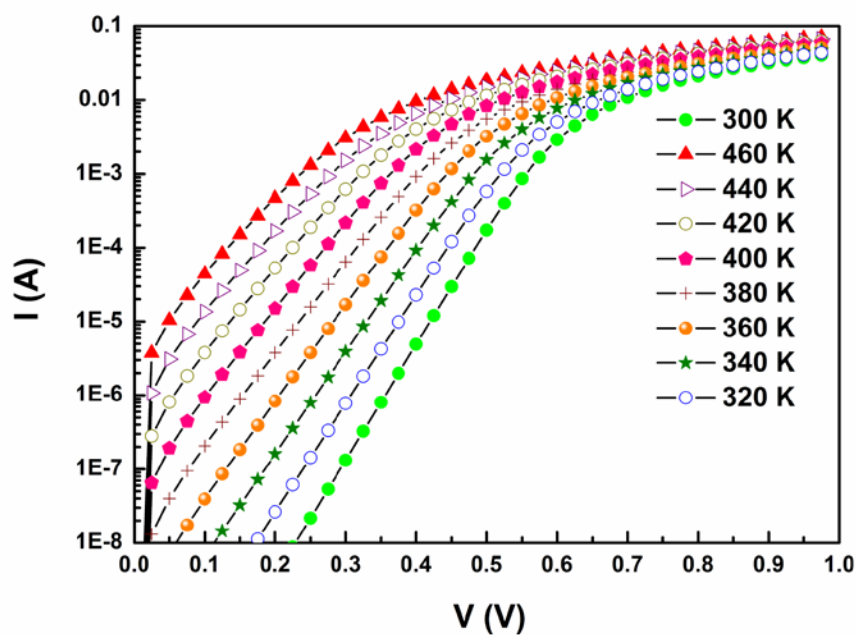


Figure II.5. Caractéristique (I-V-T) d'une diode Schottky simulée avec la fonction de Lambert W pour une gamme de $T = [300, 460]$ K

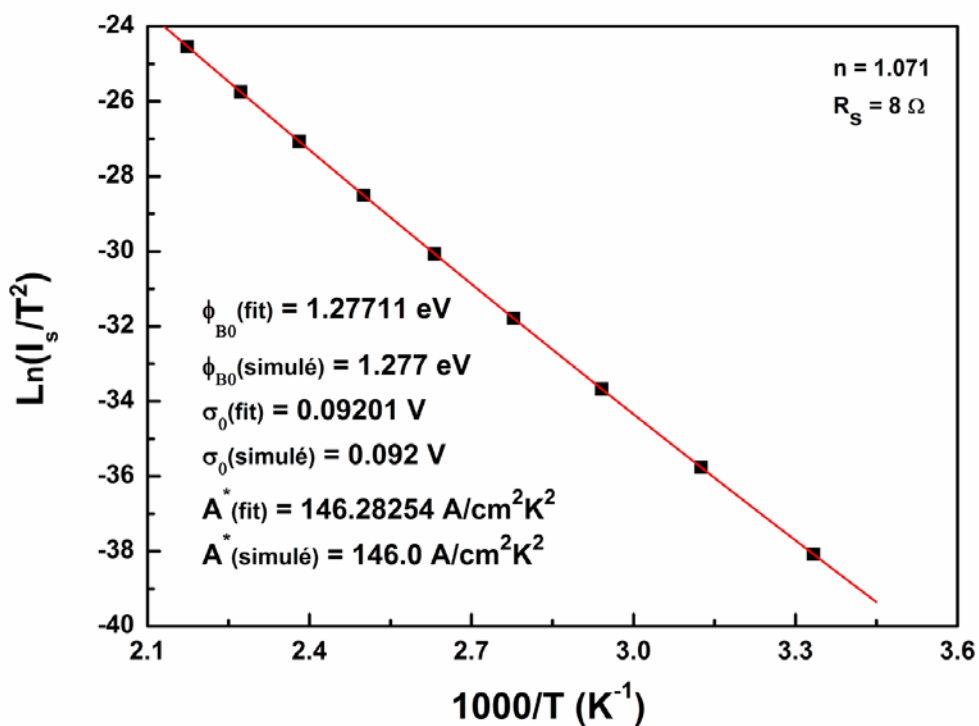


Figure II.6. Extraction des paramètres (A^* , ϕ_B , σ_0) de la diode

Schottky inhomogène simulée

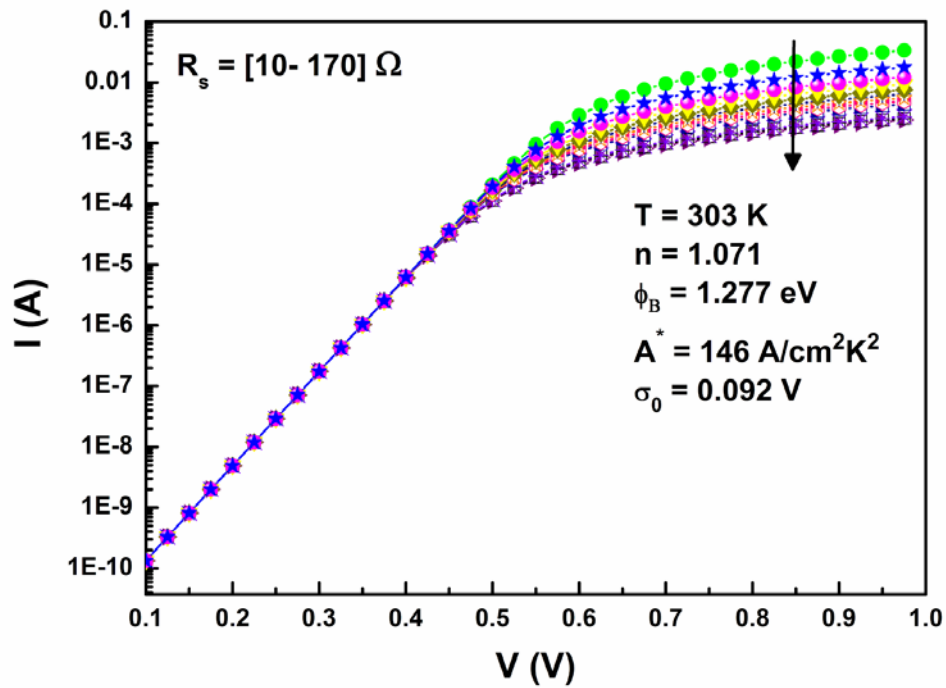


Figure II.7. Effet de la résistance R_s sur la caractéristique I-V dans une diode Schottky inhomogène simulée ($\sigma_0=0.092$ V)

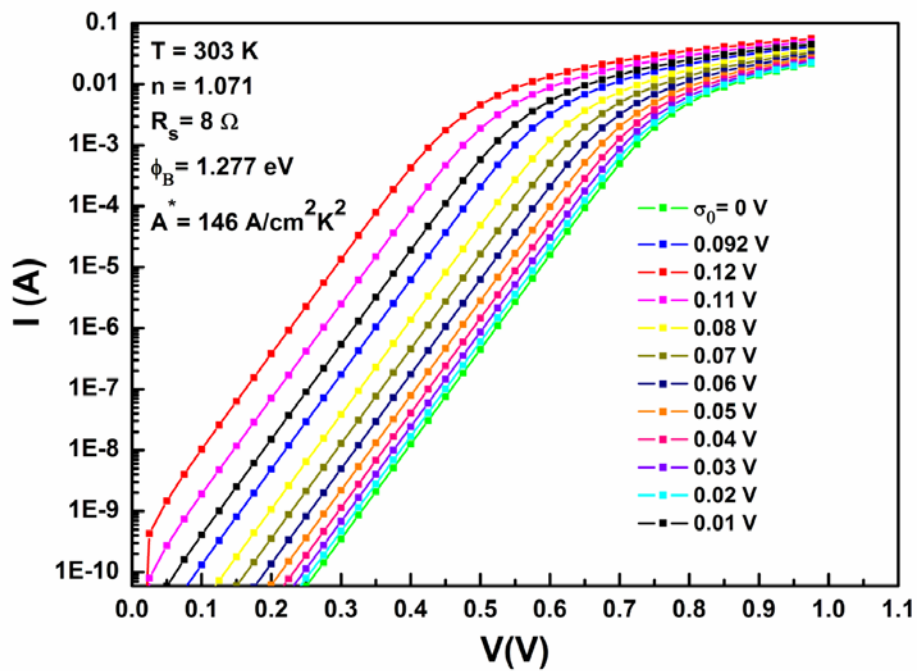


Figure II.8. Effet de σ_0 sur la caractéristique I-V de la diode Schottky

II.4. CARACTERISATION DES DIODES SCHOTTKY REELLES A BASE DE SiC

II.4.1. LE CARBURE DE SILICIUM SiC

Le carbure de silicium (SiC) est un semiconducteur avec des propriétés très intéressantes pour les applications à : haute fréquence, haute puissance et haute température. En effet, le SiC est un semiconducteur qui possède une bande interdite large, un haut champ électrique de claquage, une grande vitesse de saturation et une grande conductivité thermique.

Toutes ces propriétés ouvrent plusieurs opportunités technologiques modernes aux composants électroniques à base de SiC [14- 15]. Les propriétés électroniques et optiques du SiC ont permis plusieurs applications électroniques et optoélectroniques dans plusieurs domaines : microstructure, composants optoélectroniques, applications à hautes températures, applications à haut taux de radiation, et composants à haute puissance [16].

II.4.1.1. PROPRIETES CRISTALLOGRAPHIQUES DES SiC

La structure du carbure de silicium est connue par sa diversité d'empilement des séquences de plans atomiques qui donne une variété de polytypes. La structure de ces polytypes est définie par l'arrangement des unités de SiC. Chaque unité est décrite par sa propre structure cristalline : on cite C : pour le système cubique, H : pour l'hexagonal, et R : pour rhomboèdre. Parmi les polytypes les plus importants de point de vu technologique figurent les structures 3C, 4H, et 6H-SiC. Généralement, 3C-SiC est connu pour les applications à basse température et les polytypes 4H-SiC et 6H-SiC sont destinés aux applications à haute température [14], [16]. Pour répondre aux applications des composant à base de SiC, il est essentiel de contrôler les polytypes durant la croissance cristalline [17].

Les premiers composants électroniques à base de SiC avec différents polytypes (4H-SiC, 6H-SiC et 3C-SiC) tel que les LED (Light Emitting Diodes) ont été fabriqués en 1977 [16].

En plus de ces importantes propriétés (mécaniques, thermiques, électriques) citées ci-dessus, une autre propriété très intéressante s'ajoute : c'est l'aspect structural de ces composés. La cellule unité du cristal SiC est un tétraèdre formé par une liaison covalente de quatre atomes de silicium Si (ou carbone C) avec les atomes du carbone C (ou silicium Si) au centre. L'empilement des plans atomiques pour les structures polytypes peut être décrit par la notation ABC, où A, B, C, représentent les trois sites valables dans une seule

couche du réseau atomique. Par exemple les séquences (...ABCABC...) et (...ABABAB...) représentent la structure cubique (3C ou β -SiC) et hexagonale simple (wurtzite) respectivement. Le mélange de ces deux structures simples génère une large gamme des structures notées (α -SiC). Si la séquence d'empilement de plans diffère, les propriétés électroniques et optiques sont différentes aussi. Par exemple, la valeur de la bande interdite est de 2.39eV pour 3C-SiC, 3.023eV pour 6H-SiC et 3.265eV pour 4H-SiC. Le fait que le nombre d'atomes par cellule unité diffère, le nombre des bandes électroniques est affecté [18, 19].

Plus de 200 différents polytypes à base de SiC existent, leurs classification dépend de la répétition périodique du SiC.

II.4.1.2. QUELQUES PROPRIETES PHYSIQUES DES STRUCTURES SiC

Dans ce paragraphe, on cite quelques propriétés physiques de la structure SiC. Le tableau II.2 regroupe quelque propriétés des polytypes du SiC comparées à celles des principaux semiconducteurs [11]. La mobilité des électrons μ_n est un critère très important dans la classification des polytypes SiC et ses applications. La figure II.9 montre l'effet de la température T sur la mobilité électronique des polytypes 4H-SiC, 6H-SiC, par conséquent le polytype 4H-SiC est plus apte pour les applications à haute température que le polytype 6H-SiC [17].

La figure II.10 montre l'effet de la concentration électronique sur la mobilité des électrons μ_n dans 4H-SiC et 6H-SiC [17]. On remarque que la mobilité électronique diminue avec l'augmentation de la concentration électronique mais c'est le 4H-SiC qui représente une grande mobilité électronique comparé à 6H-SiC pour des niveaux de dopage de l'ordre de 10^{14} cm^{-3} jusqu'à 10^{17} cm^{-3} . Ce qui nous motive à étudier les diodes Schottky à base de 4H-SiC.

Semiconducteur	Si	Ge	GaAs	4H-SiC	6H-SiC	3C-SiC
E_g (eV à 27°C)	1.12	0.66	1.43	3.26	3	2.2
n_i (cm ⁻³)	1x10 ¹⁰	2.4x10 ¹³	1.8x10 ⁶	8.2x10 ⁻⁷	2.3x10 ⁻⁷	6.9
Conductivité thermique	1.5	0.6	0.5	4.9	4.9	4.9
Vitesse de saturation	1x10 ⁷	0.5x10 ⁷	2x10 ⁶	2x10 ⁷	2x10 ⁷	2x10 ⁷
Mobilité des électrons	1400	3900	8500	500	400	900
Mobilité des trous	450	1900	400	50	80	40
Champ critique (V/cm)	3x10 ⁵	1x10 ⁵	4x10 ⁵	20x10 ⁵	24x10 ⁵	12x10 ⁵
Constante diélectrique	11.8	16	12.8	9.8	9.7	9.6

Tableau II.2. Propriétés des polytypes du SiC comparées à celles des principaux semiconducteurs

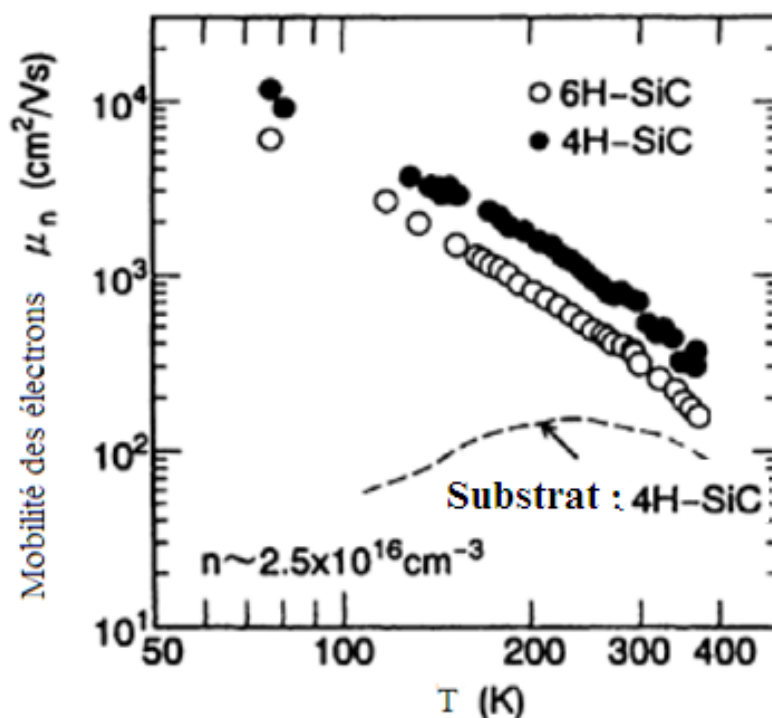


Figure II.9. Effet de la température sur la mobilité électronique des polytypes 4H-SiC, 6H-SiC

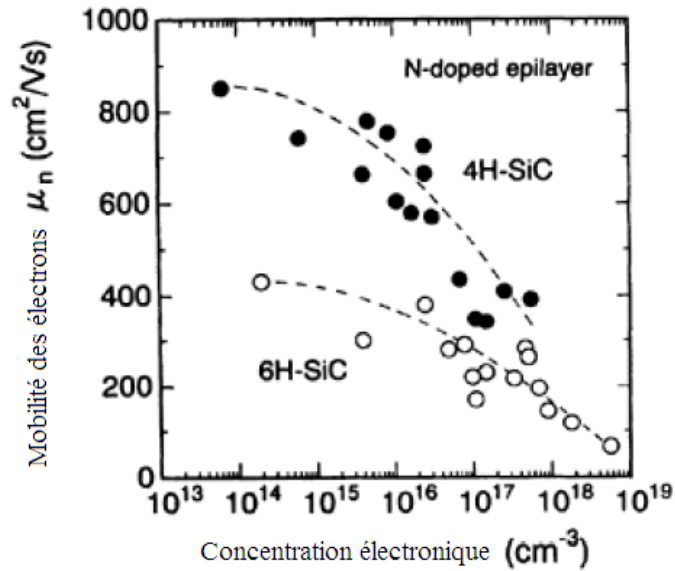


Figure II.10. Mobilité des électrons des polytypes 4H-SiC, 6H-SiC en fonction de la concentration électronique

II.4.1.3. FABRICATION DES ECHANTILLONS W/4H-SiC, Mo/4H-SiC

Ces dernières années, le carbure de silicium a reçu une très grande attention de la part des chercheurs, car il réunit de façon unique toutes les propriétés exigées par les applications de puissance. A titre d'indication, il a été démontré que les diodes Schottky à base de 4H-SiC peuvent opérer à des températures allant jusqu'à 400°C, très loin devant le silicium limité à 125°C [11]. Ce qui nous a motivé à caractériser les diodes Schottky à base de SiC et d'étudier l'inhomogénéité de la barrière de potentiel dans ces structures.

Les échantillons qu'on va étudier sont des diodes Schottky réalisées sur un substrat 4H-SiC type-n. Le contact métallique a été formé en tungstène W ou en molybdène Mo. Les différentes propriétés de la diode Schottky W/4H-SiC sont résumées dans le tableau II.3. La figure II.11 montre une coupe transversale et une vue de haut d'une diode Schottky de diamètre D et des anneaux de garde de largeur W (guard ring) dont la technologie de fabrication est décrite dans le tableau II.3.

Propriétés du 4H-SiC	Structure Schottky
Type-n ($000\bar{1}$) $N_D = [8.10^{+15} - 1.3.10^{+16} \text{ cm}^{-3}]$	Structure : géométrie circulaire de diamètre $D = 200\mu\text{m}$
Le SiC est orienté selon la direction (000-1)	Technologie de contact : - évaporation par un faisceau d'électrons. - le tungstène W est déposé sur SiC avec une pression : $p \approx 1.10^{-5}\text{Pa}$
Epaisseur de l'oxyde : 42 nm	

Tableau II.3. Technologie de fabrication de la diode Schottky W/4H-SiC

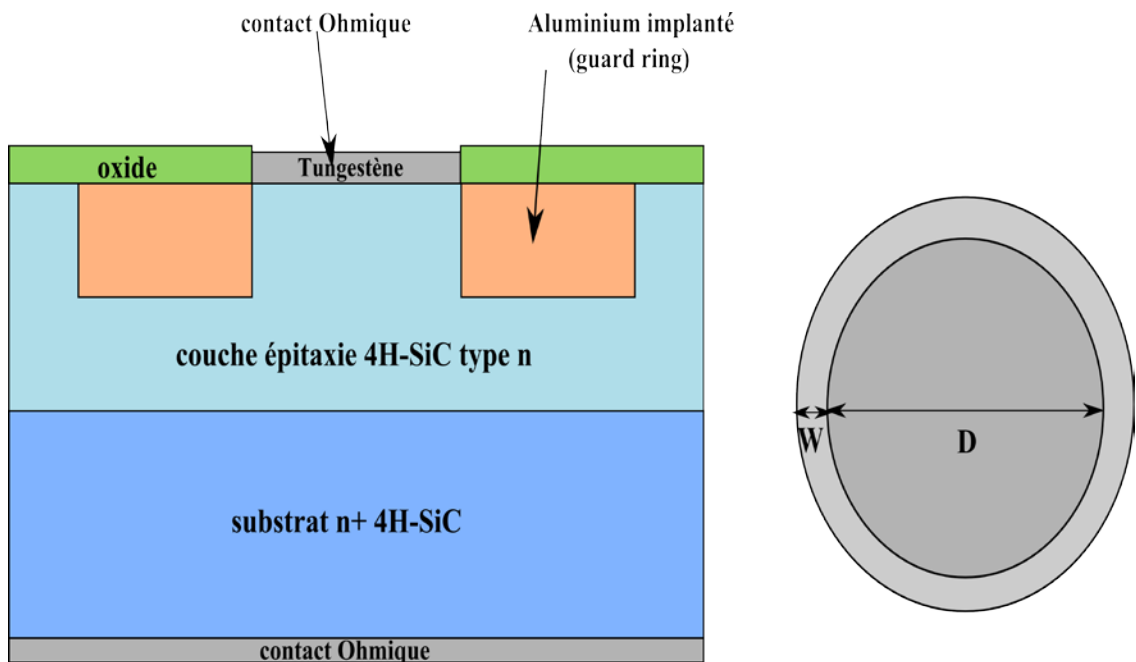


Figure II.11. Coupe transversale de la diode Schottky W/4H-SiC

II.4.2. CARACTERISATION DES I-V-T POUR LA DIODE SCHOTTKY W/4H-SiC

Les caractéristiques réelles courant-tension dépendantes de la température T (I-V-T) sont utilisées pour identifier les mécanismes du transport du courant I dans les diodes Schottky. On considère la théorie TED (Thermionic Emission Diffusion) pour modéliser le transport de charges dans les diodes Schottky W/4H-SiC en tenant compte de la distribution gaussienne de la barrière de potentiel ϕ_B .

Une barrière homogène de la diode Schottky (SBD) est traversée par un courant I décrit par l'équation (II.7) lorsque cette structure est soumise à une tension V.

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{B}{n}(V - R_s I)\right) - 1 \right] \quad (\text{II.7})$$

d'où :

$$I_s = AA^* T^2 \exp(-B\phi_{B0}) \quad (\text{II.8})$$

et

$$\phi_{B0} = -Ln\left(\frac{I_s}{AA^* T^2}\right) / B \quad (\text{II.9})$$

avec:

I_s : courant de saturation

$B = q/KT$: inverse de la tension thermique V_{th}

A : surface de la diode Schottky

$A^* = 146A/cm^2K^2$: valeur théorique de la constante de Richardson prise pour la structure 4H-SiC

$\Phi_{\beta 0}$: barrière de potentiel de la diode Schottky (V=0V) (SBH)

n: facteur d'idéalité

R_s : résistance série.

La figure II.12 montre les caractéristiques I-V-T de la structure W/4H-SiC mesurées pour la gamme de température [303-448] K. La variation expérimentale des paramètres n et $\Phi_{\beta 0}$ dans la même gamme de température est représentée dans la figure II.13. On constate que

la valeur expérimentale du facteur d'idéalité n augmente avec la diminution de la température alors que la valeur de la barrière de potentiel $\Phi_{\beta 0}$ diminue avec la diminution de la température T ($\Phi_{\beta 0} = 1.113\text{eV}$ à $T = 303\text{K}$ et $\Phi_{\beta 0} = 1.167\text{eV}$ à $T = 448\text{K}$).

La dépendance de la résistance série R_s avec la température T montre que R_s augmente lorsque T augmente (figure II.14). Ce comportement est envisagé pour les semiconducteurs d'après la littérature [20]. Cependant la dépendance de $R_s(T)$ n'est pas négligeable seulement à partir de $T \sim 100\text{K}$ [21-22].

Le calcul de la valeur de la constante de Richardson A^* à partir de la courbe conventionnelle $\ln(I_s/T^2)$ en fonction de $q/(kT)$ pour la structure W/4H-SiC (000-1) (voir figure II.15) en utilisant l'équation (II.10) montre qu'il n'y a un désaccord entre les valeurs théoriques et expérimentales de cette constante. L'interpolation de la courbe $\ln(I_s/T^2)$ donne la valeur de $A^* = 1.98\text{A/cm}^2\text{K}^2$. La pente de la même courbe donne la barrière de potentiel effective $\phi_B^{\text{eff}} = 1.004\text{eV}$. Ces résultats ne sont pas en accord avec la théorie d'émission thermoionique.

$$\ln\left(\frac{I_s}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \left(\frac{q}{KT}\right)\phi_B^{\text{eff}} \quad (\text{II.10})$$

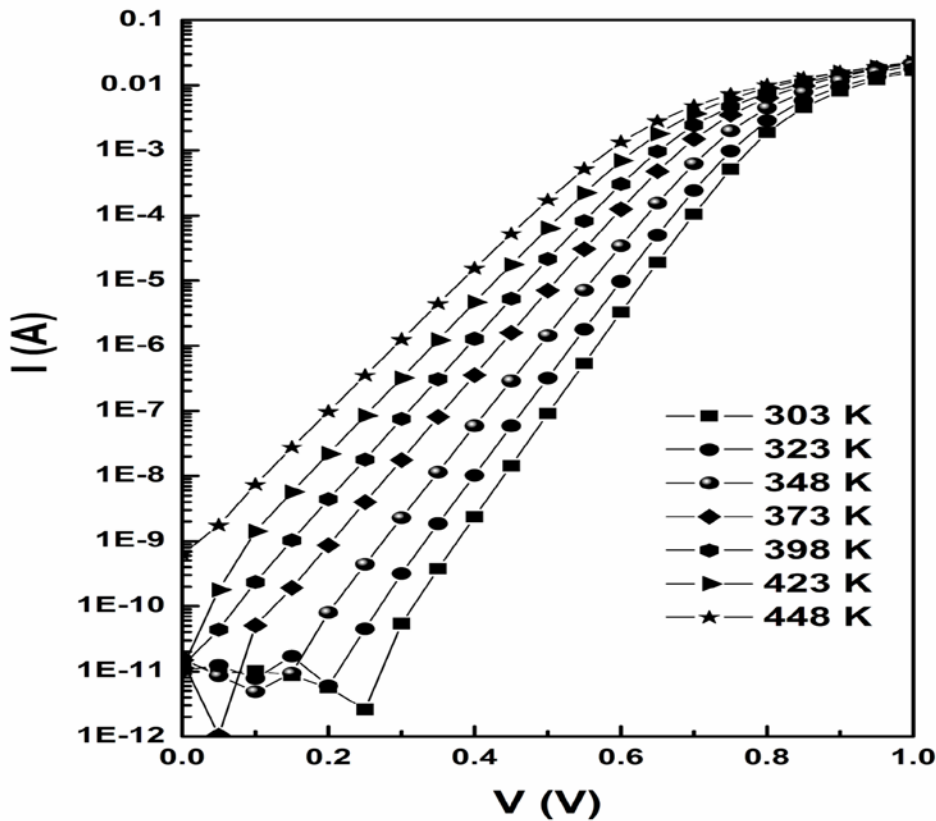


Figure II.12. Caractéristique expérimentale I-V de la diode W/4H-SiC pour différentes températures

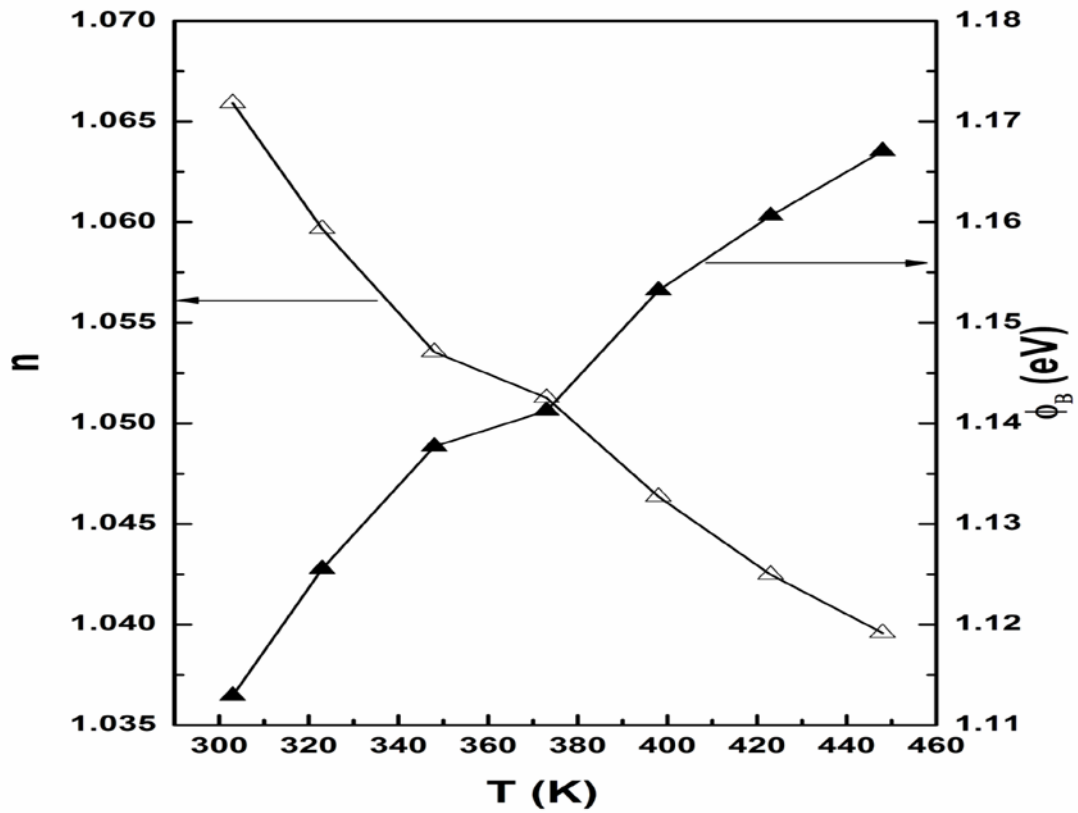


Figure II.13. Variation expérimentale de la barrière $\Phi_{\beta 0}$ (▲) et du facteur d'idéalité n (Δ) en fonction de la température de la diode W/4H-SiC

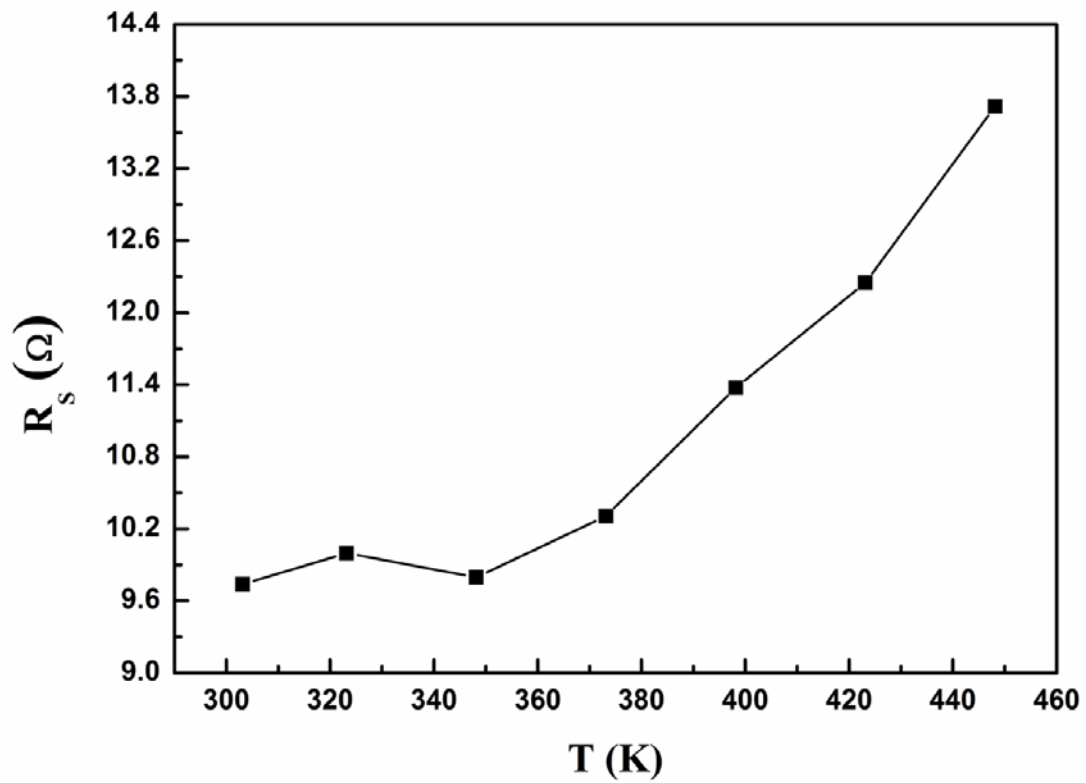


Figure II.14. Variation de la résistance série R_s avec la température

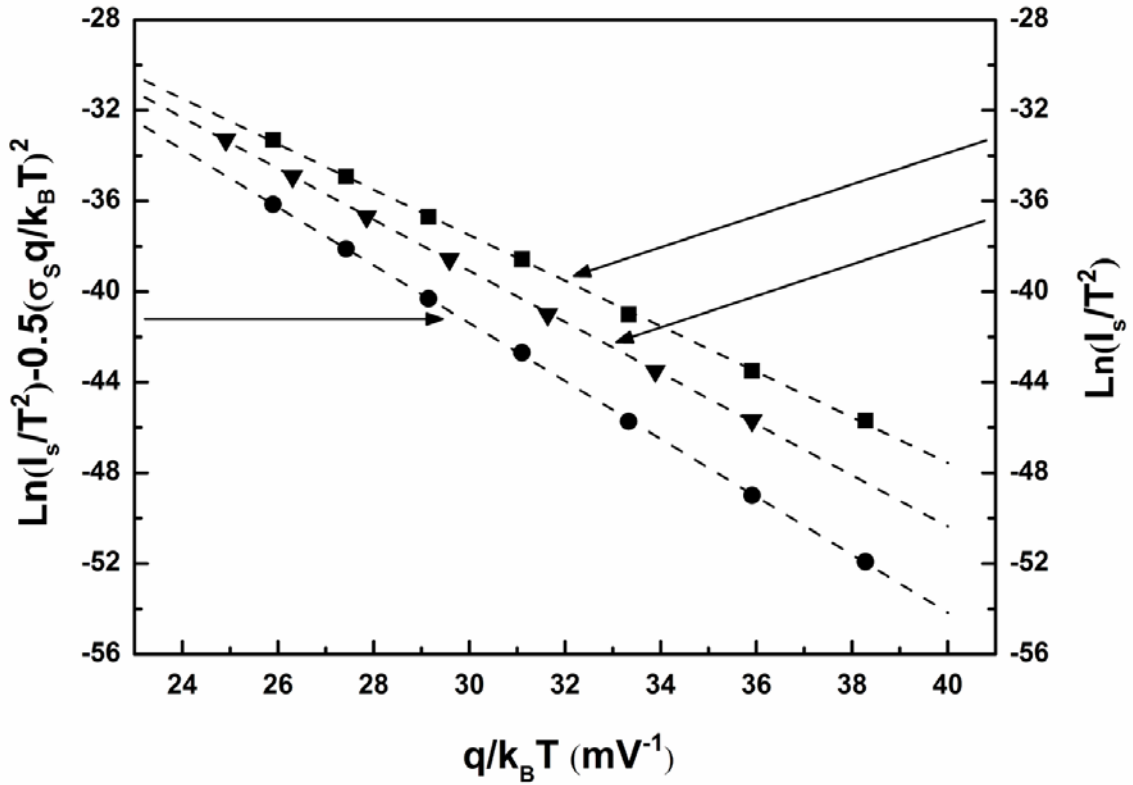


Figure II.15. (■) Courbe conventionnelle de la constante de Richardson, (▼) courbe modifiée de la constante de Richardson, (●) courbe de la formule modifiée $\ln(I_s/T^2) - (q^2\sigma_s^2)/2k^2T^2$ en fonction de $q/(kT)$ pour la structure W/4H-SiC (000-1) selon la distribution gaussienne de la barrière de potentiel

Pour expliquer ces anomalies observées, on utilise le modèle de Werner de la distribution gaussienne de la barrière de potentiel Φ_β décrite par l'équation (II.11). (Inhomogénéité de la barrière de potentiel).

$$P(\phi_\beta) = \frac{1}{\sigma_s \sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-(\phi_\beta - \bar{\phi}_\beta)^2}{2\sigma_s^2}\right) \quad (\text{II.11})$$

avec :

$P(\Phi_\beta)$: probabilité de la distribution gaussienne de la barrière de la diode Schottky (SBH)

Φ_β : barrière de potentiel de la diode Schottky (SBH)

σ : déviation standard.

Le courant total circulant dans la diode Schottky en tenant compte de cette distribution est donc :

$$I = \int i(V, \phi_B) P(\phi_B) d\phi_B \quad (\text{II.12})$$

où :

$i(V, \Phi_\beta)$: courant élémentaire de la diode Schottky d'une barrière Φ_β soumise à une tension V donné par l'équation (II.7).

L'intégrale de l'équation (II.12) donne [23] :

$$I = I'_s \left[\exp\left(\frac{B}{n_{ap}}(V - R_s I)\right) - 1 \right] \quad (\text{II.13})$$

avec:

$$I'_s = AA^* T^2 \exp(-B\phi_{ap}) \quad (\text{II.14})$$

et

$$\phi_{ap} = \bar{\phi}_{B0} + \frac{B\sigma_s^2}{2} \quad (\text{II.15})$$

$$\frac{1}{n_{ap}} = 1 - \varphi_2 + \frac{B\varphi_3}{2} \quad (\text{II.16})$$

φ_2, φ_3 : coefficients indépendants de la température et quantifiant la déformation de la distribution de la barrière de potentiel lors de l'application d'une tension V [23].

La représentation graphique de Φ_{ap} et n_{ap} en fonction de $q/2KT$ nous aide à caractériser le comportement homogène et inhomogène de la barrière de potentiel. Les valeurs de Φ_β et de A^* trouvées à partir du graphe de la figure II.15 (courbe en cercles remplis) ($\Phi_{\beta0} = 1.276\text{eV}$, $A^* = 145 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$) sont très proche à celle donnée par la théorie ($\Phi_\beta=1.25\text{eV}$, $A^* = 146 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$) pour la structure W/4H-SiC. La figure II.16 représente la variation de la barrière apparente ϕ_{ap} en fonction de $q/2KT$ de la diode Schottky W/4H-SiC selon la distribution gaussienne. On peut remarquer que la valeur de $\Phi_{\beta0} = 1.276 \text{ eV}$ est approximativement la même que $\bar{\Phi}_{\beta0} = 1.277 \text{ eV}$ avec une inhomogénéité d'interface $\sigma_s = 0.092\text{V}$.

La variation de $1/n_{ap}$ en fonction de $q/2KT$ de la structure Schottky W/4H-SiC selon la distribution gaussienne est représentée dans la figure II.17. Cette courbe permet de déterminer les valeurs des coefficients $\varphi_2 = -0.010$ et $\varphi_3 = -3.7$ mV. Avec ces valeurs trouvées, l'effet T_0 typique à l'inhomogénéité dans les diodes Schottky est confirmé. Selon Saxena [24], ce comportement est typique pour la barrière de potentiel de la diode Schottky (SBD) ce qui veut dire que le facteur d'idéalité n peut être écrit selon la formule suivante [23]:

$$n(T) = 1 + \frac{T_0}{T} \quad (\text{II.17})$$

d'où :

$$T_0 = -\frac{\varphi_3}{2K/q} \quad (\text{II.18})$$

Si on utilise la valeur calculée de φ_3 , on obtient $T_0=21.69$ K. Cette valeur est très proche à celle calculée auparavant par le modèle *pinch off* $T_0=23.92$ K [25].

En tenant en compte les suggestions de Chand et Kumar [26-27], la barrière de potentiel ϕ_B et la déviation standard σ varient tous les deux linéairement avec la tension appliquée V selon les équation suivantes :

$$\overline{\phi_B} - \overline{\phi_{B0}} = \gamma V \quad (\text{II.19})$$

$$\sigma - \sigma_s = \xi V \quad (\text{II.20})$$

Dans ce cas, la formule du facteur d'idéalité n devient (avec quelques approximations) :

$$\frac{1}{n_{ap}} = 1 - \gamma + \frac{q\sigma_s\xi}{KT} \quad (\text{II.21})$$

La courbe de la figure II.17 obtenue montre un comportement linéaire de $(1/n_{ap} - 1)$ en fonction de $q/2KT$. Cette droite permet de déterminer les valeurs des coefficients $\gamma=0.01$ et $\xi=-0.02$. Ces valeurs confirment bien la faible déformation de la distribution gaussienne de la barrière de potentiel ϕ_B en fonction de la tension V .

Pour la diode Schottky W/4H-SiC L'utilisation du modèle de Werner avec la distribution gaussienne de la barrière de potentiel ϕ_B donne des valeurs de Φ_B , T_0 et A^* en très bon accord avec les valeurs données par la littérature, ce qui permet aussi une bonne compréhension du comportement physique de la structure métal-semiconducteur [23].

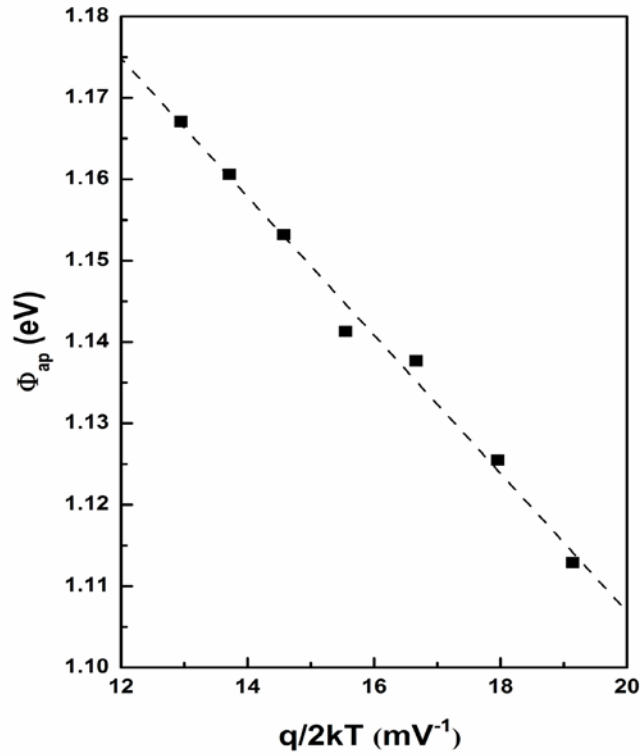


Figure II.16. Variation de la barrière apparente ϕ_{ap} en fonction de $q/2kT$ de la diode Schottky W/4H-SiC selon la distribution gaussienne

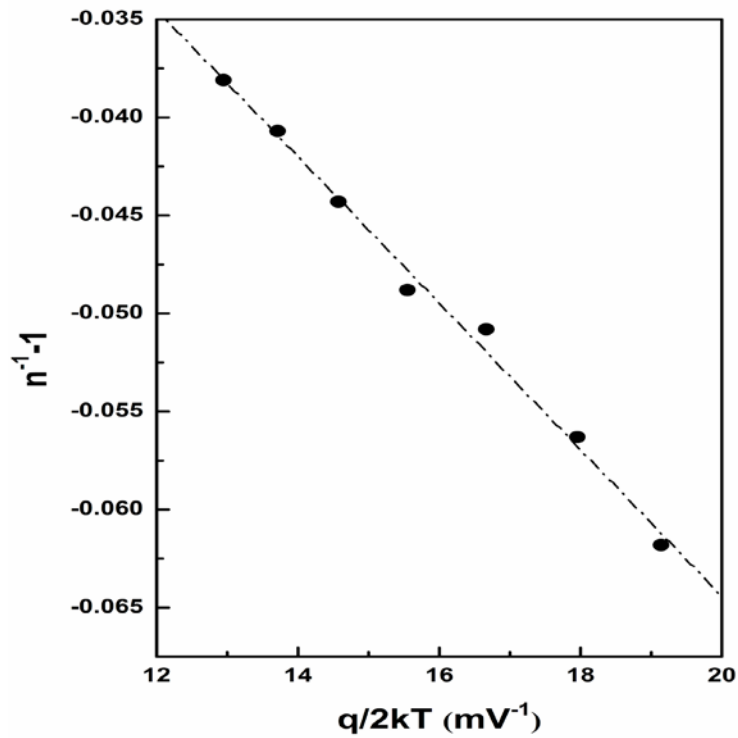


Figure II.17. Variation de $1/n_{ap}$ en fonction de $q/2kT$ de la structure Schottky W/4H-SiC selon la distribution gaussienne

II.4.3. CARACTERISATION DES I-V-T POUR LA STRUCTURE Mo/4H-SiC

Dans cette section, on caractérise les structures Schottky réelles du Molybdène déposé sur le carbure de silicium (Mo/4H-SiC) en utilisant la distribution gaussienne pour mettre en évidence l'inhomogénéité de la barrière de potentiel ϕ_B de ce contact. L'étude est faite sur deux structures Schottky Mo/4H-SiC de différents diamètres D.

II.4.3.1. STRUCTURE SCHOTTKY Mo/4H-SiC (D=150 μ m)

Une analyse similaire à la structure Schottky W/4H-SiC (de l'équation (II.7) jusqu'à (II.21)) est faite pour le contact Mo/4H-SiC avec un diamètre de diode de 150 μ m. Les caractéristiques I-V-T de la structure Mo/4H-SiC, D=150 μ m mesurées pour la gamme de température [298, 498] K sont représentées dans la figure II.18. La variation de la barrière Φ_B et du facteur d'idéalité n en fonction de la température sont illustrées dans la figure II.19. L'augmentation de la valeur de la barrière Φ_B et la diminution du facteur n avec l'augmentation de la température T signifie la présence d'une inhomogénéité dans la distribution spatiale de cette barrière du contact Schottky. L'origine de cette anomalie dans la barrière Φ_B et le facteur d'idéalité n est due à l'interaction atomique de l'interface métal-semiconducteur [28].

La dépendance de la résistance série R_s avec la température est représentée dans la figure II.20. On remarque que la résistance série augmente avec l'augmentation de T à partir de 360 K. Alors qu'en dessous cette température, la variation de la résistance série R_s en fonction de la température n'est pas monotone, cela est du peut être à la perturbation des mesures expérimentales qu'on a enregistré au niveau de la caractéristique courant-tension (I-V).

Le tracé Richardson modifié a donné une valeur de $\Phi_B=1.231\text{eV}$ et $A^*=146.00019\text{A/cm}^2\text{K}^2$ (figure II.21). La variation de la barrière de potentiel Φ_B en fonction de $1/T$ (figure II.22) permet de déterminer les différents paramètres de la structure Schottky Mo/4H-SiC tel que la déviation standard du modèle gaussien σ_0 et la barrière de potentiel $\bar{\Phi}_{B0}$. Autres paramètres caractérisant la diode Schottky Mo/4H-SiC comme ξ , ϕ_2 , ϕ_3 , γ , T_0 sont tirés à partir des courbes $n^{-1}(1/T)$, $n(1/T)$ et $n^{-1}-1(1/T)$ de la figure II.23.

Le tableau II.4 regroupe tous les paramètres caractérisant le contact Schottky Mo/4H-SiC (D=150 μ m).

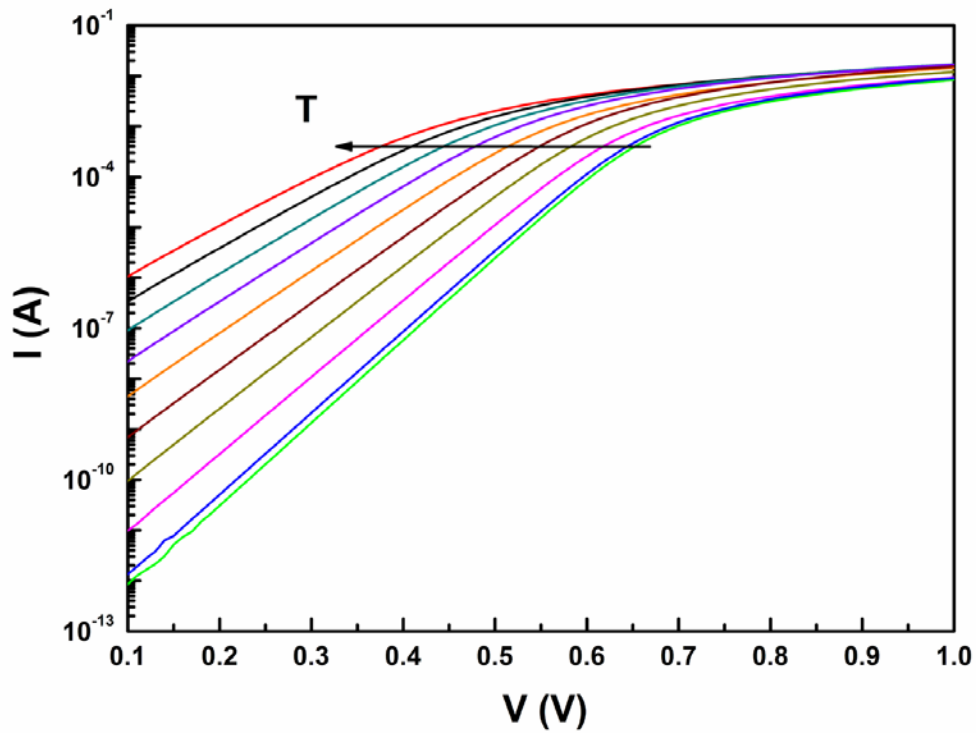


Figure II.18. Caractéristiques I-V-T du Mo/4H-SiC (D=150 μ m) pour T = [298, 498]K

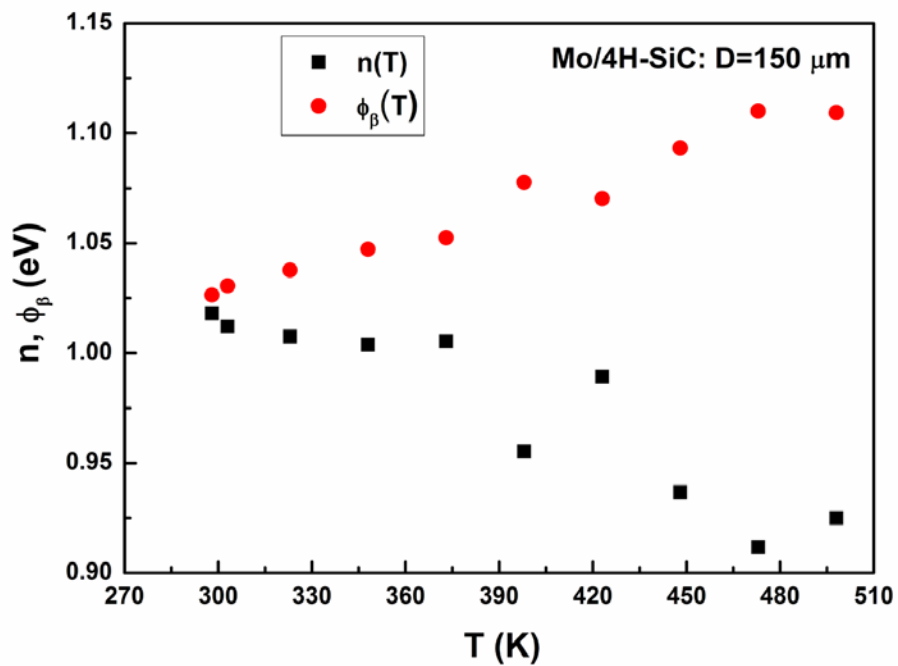


Figure II.19. Variation de la barrière de potentiel Φ_B et du facteur d'idéalité n en fonction de la température T

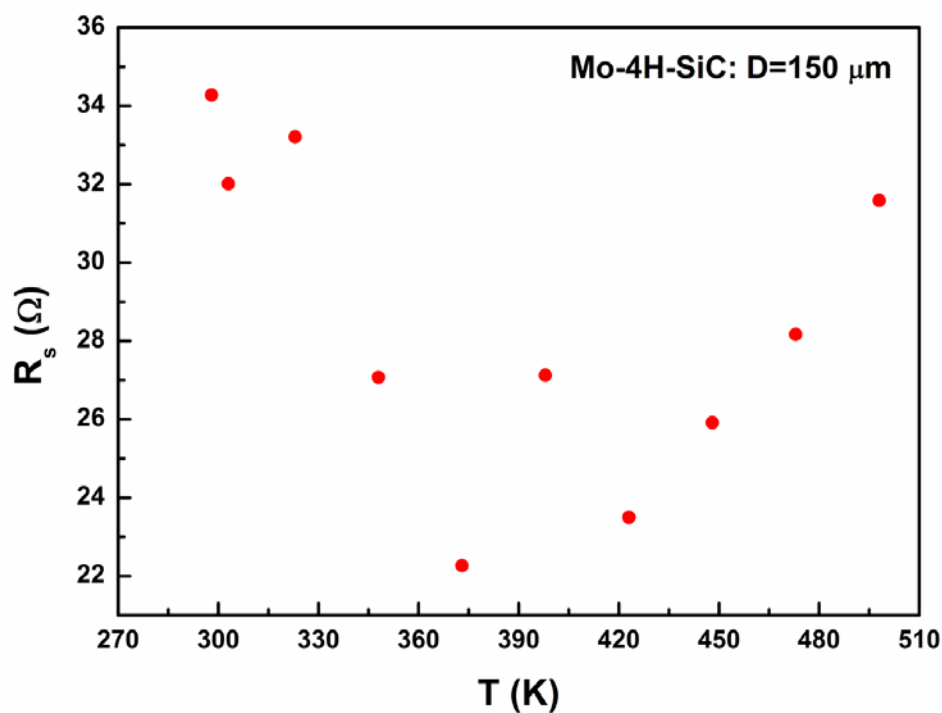


Figure II.20. Variation de la résistance série R_s avec la température T

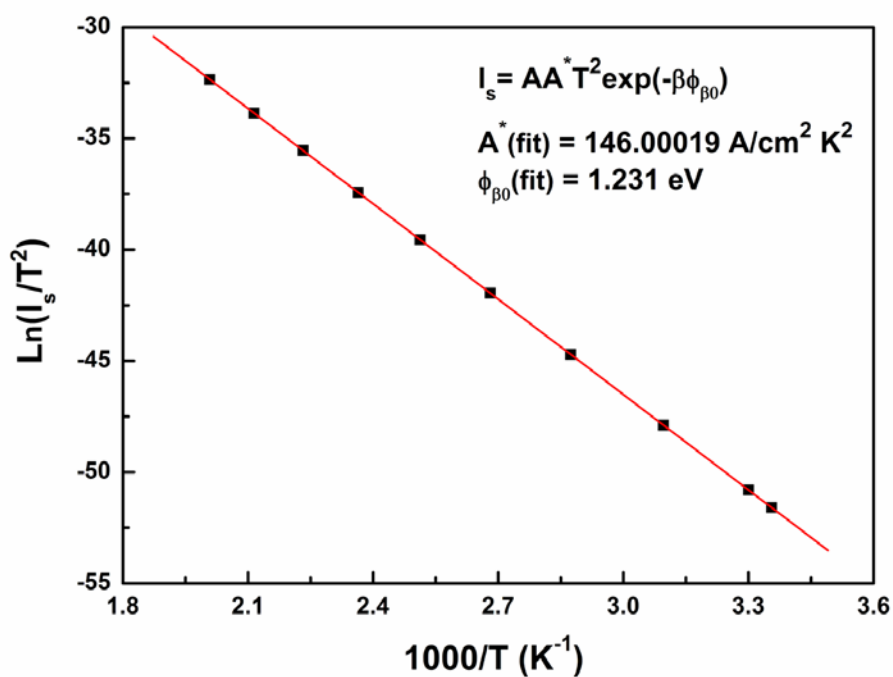


Figure II.21. Tracé de Richardson modifié

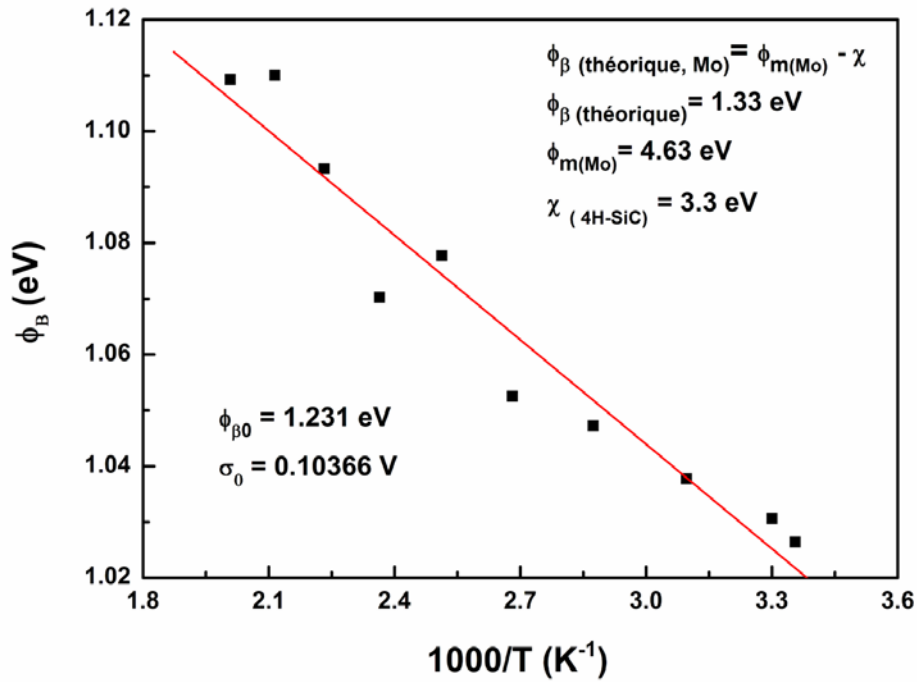


Figure II.22. Variation de la barrière de potentiel Φ_B avec l'inverse de T selon le modèle gaussien

II.4.3.2. STRUCTURE SCHOTTKY Mo/4H-SiC (D=200 μm)

Les caractéristiques (I-V-T) mesurées pour la diode Schottky Mo/4H-SiC (D=200 μm) à différentes températures T=[303, 498] K sont montrées dans la figure II.24.

Les paramètres extraits à partir des caractéristiques courant-tension en fonction de la température (I-V-T) sont rassemblés dans les figures II.25 (a) qui représente la courbe de Richardson modifiée, II.25 (b) qui montre la variation de la résistance série R_s avec la température T et II.25 (c) qui illustre la variation de la barrière de potentiel Φ_B et du facteur d'idéalité n en fonction de T.

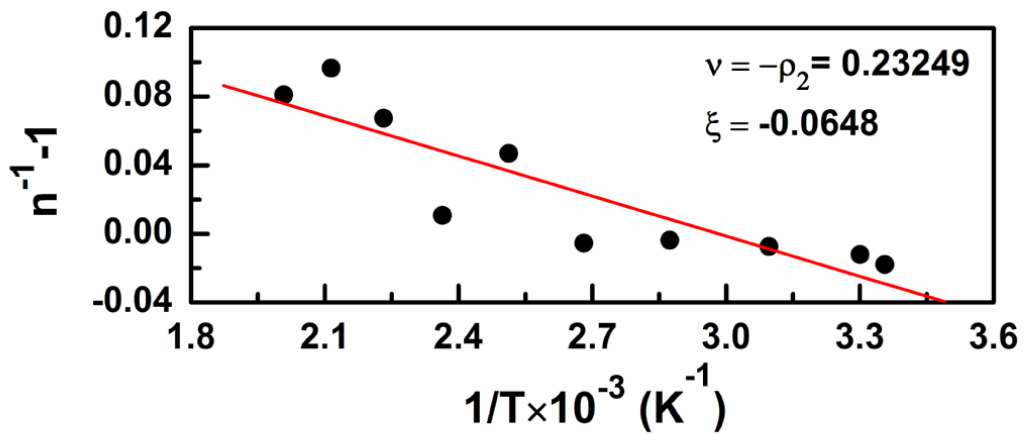
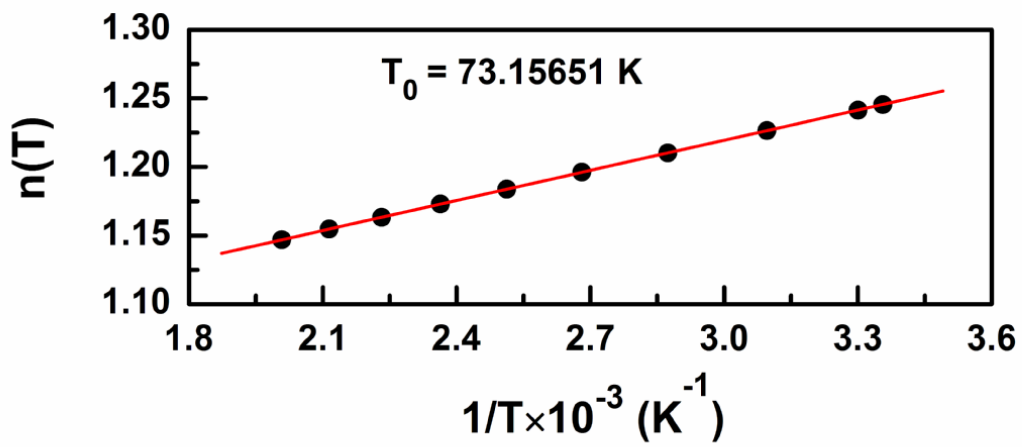
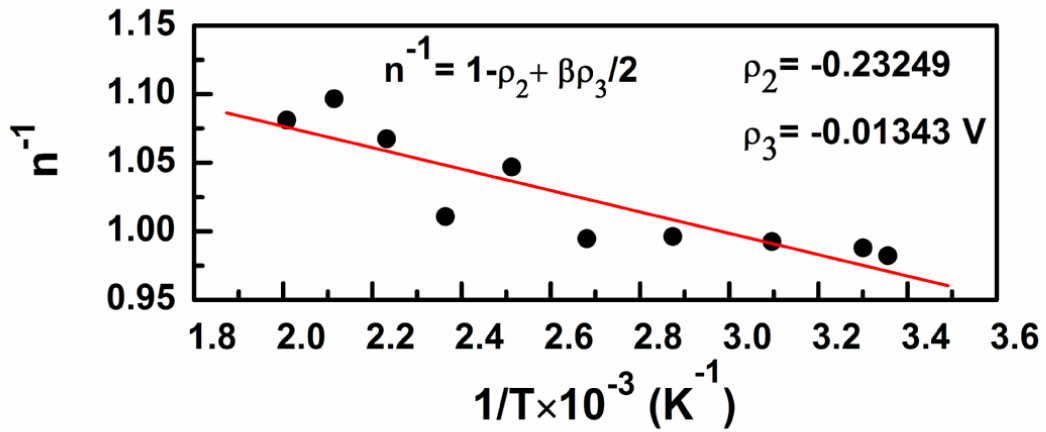


Figure II.23. Caractérisation du contact Schottky Mo/4H-SiC (D=150 μ m)

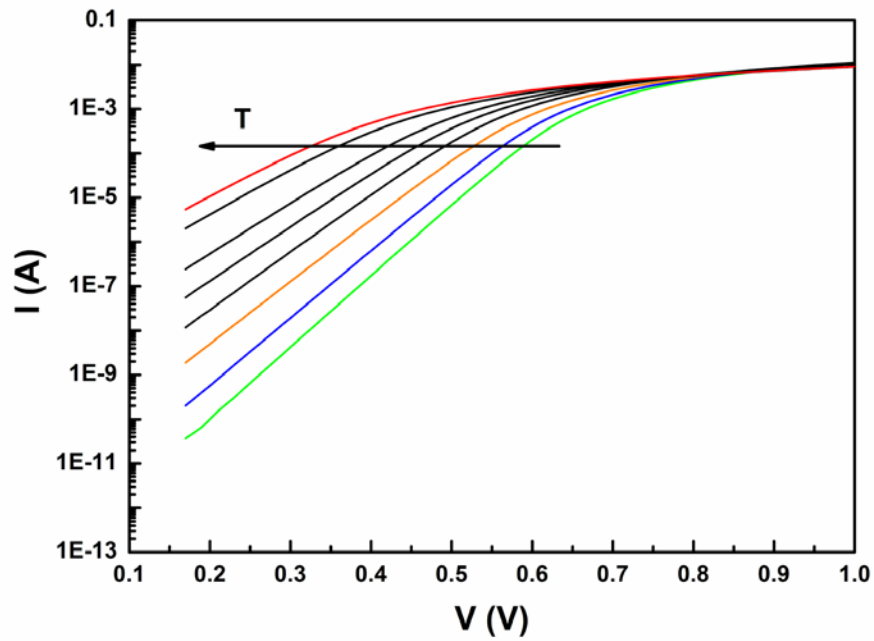


Figure II.24. Caractéristiques (I-V-T) mesurées pour la diode Schottky Mo/4H-SiC (D=200 μ m) à différentes températures T=[303, 498]K

Mo/4H-SiC / D=150 μ m			
Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
φ_2	-0.23249	$\phi_{B\text{-théorique_Mo}}$	1.3eV
φ_3	-0.01343 V	ϕ_{m_Mo}	4.63 eV
σ_0	0.10366 V	$\phi_{B0_schmitsdorf}$	1.04773 eV
ϕ_{B0}	1.231 eV	ξ	-0.0648
χ	3.3 eV	T_0	73.15651 K
A^*	146.00019 A/cm ² K ²		

Tableau II.4. Paramètres caractérisant le contact Schottky Mo/4H-SiC (D=150 μ m) en utilisant le modèle Gaussien

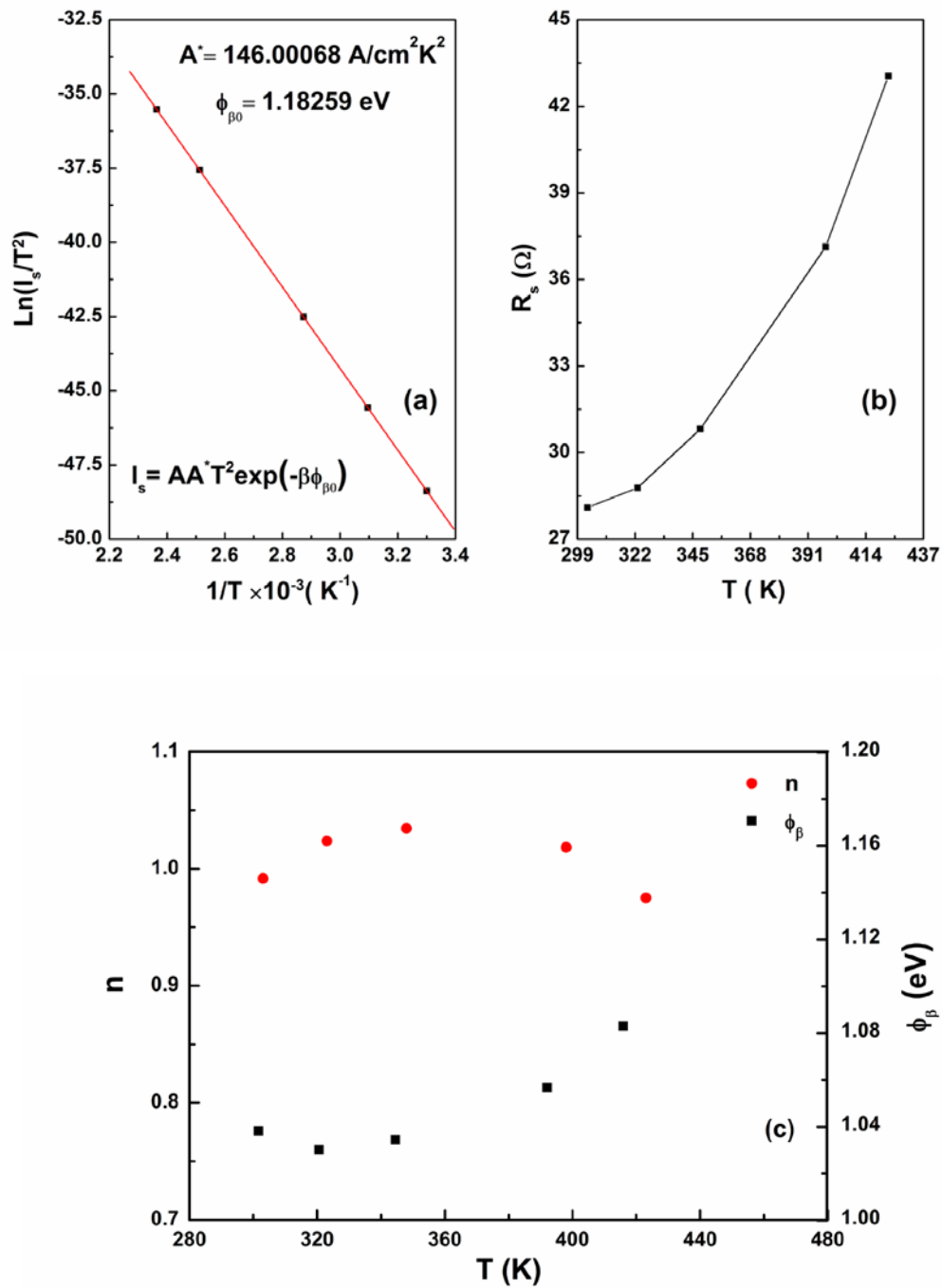


Figure II.25. Caractérisation du contact Schottky Mo/4H-SiC ($D=200\mu\text{m}$) : (a) : courbe de Richardson modifiée, (b) : variation de la résistance série R_s avec la température T , (c) : variation de la barrière de potentiel Φ_B et du facteur d'idéalité n en fonction de T

Les différents paramètres qui caractérisent le contact Schottky Mo/4H-SiC (D=200µm) sont regroupés dans le tableau II.5.

Mo/4H-SiC / D=200µm			
Paramètre	Valeur	Paramètre	Valeur
ϕ_2	-0.03776	ϕ_B théorique_Mo	1.3 eV
ϕ_3	-0.00278 V	ϕ_{m_Mo}	4.63 eV
σ_0	0.09036 V	$\phi_{B0_schmitsdorf}$	1.05404 eV
ϕ_{B0}	1.18259 eV	ξ	-0.01543
χ	3.3 eV	T_0	25.98408 K
A^*	146.00068 A/cm ² K ²		

Tableau II.5. Paramètres caractérisant le contact Schottky Mo/4H-SiC (D=200µm) en utilisant le modèle gaussien

II.4.3.3. CARACTERISATION DES DIODES SCHOTTKY Mo/4H-SiC PAR LA METHODE GRAPHIQUE DE WERNER

Dans la référence [28], J.Werner a proposé une méthode graphique très efficace pour extraire le courant de saturation I_s , la résistance série R_s , le facteur d'idéalité n et la barrière de potentiel Φ_B . L'équation (II.22) montre que le graphe qui représente la variation du rapport de la conductance et le courant de la diode (G/I) en fonction de la conductance G est une droite de pente $(-BR_s/n)$ et d'intersection avec l'axe (oy) de valeur (B/n) . A partir de ce graphe, la tension de la caractéristique I-V est corrigée, ce qui permet de déterminer le courant de saturation I_s [29].

$$\frac{G}{I} = \frac{B}{n} (1 - GR_s) \quad (II.22)$$

avec : $G = dI/dV$: dérivé numérique du courant I de la diode par rapport à la tension V .

Le tableau II.6 regroupe les paramètres extraits pour différentes structures réelles du molybdène à différents diamètres de la diode Schottky.

Structures/Diamètres	R_s (Ω)	n	ϕ_{B0} (eV)	I_s (A) T = 323K
P6A/D=300	12.40615	1.05126	0.93274	4.84027E-13
P6B/D=200	17.81737	1.05752	0.91296	1.67707E-12
P6C/D=150	21.58023	1.06797	1.01901	1.22826E-12

Tableau II.6. Extraction des valeurs (R_s , n , ϕ_{B0} , I_s) caractérisant les diodes Schottky Mo/4H-SiC (P6A, P6B, P6C). (Voir l'annexe A)

Dans ce chapitre, l'étude de l'homogénéité et l'inhomogénéité de la barrière de potentiel ϕ_B pour des contacts Schottky simulées avec la fonction de Lambert W et pour les échantillons réels tel que le W/4H-SiC et le Mo/4H-SiC a été faite. Certaines anomalies observées, telle que $n > 1$ et ϕ_B qui varie avec la température T , ont pu être expliquées par le modèle de Werner qui propose un modèle gaussien de la distribution de la barrière de potentiel. La méthode d'optimisation verticale VOM est adoptée pour l'extraction des paramètres caractérisant les diodes Schottky étudiées.

Les résultats trouvés dans ce chapitre sont en très bon accord avec plusieurs analyses et investigations faites sur les contacts Schottky. L'inhomogénéité de la barrière de potentiel ϕ_B expliquée par le modèle de Werner permet d'interpréter d'un coté les anomalies observées sur les paramètres physiques extraits et de s'approcher d'un autre coté des valeurs réelles d'une interface Schottky à base de SiC.

REFERENCES DU CHAPITRE II

- [1] FRANCISCO J. GARCÍASÁNCHEZ, ADELMOORTIZ-CONDE, "Applications of Lambert's W function to electron device modeling Applications", *IEEE-EDS Orlando Chapter Colloquium*, 2006.
- [2] R.S. R. VALLURI, D. J. JEFFREY, R. M. CORLESS, "Some applications of Lambert W function to physics", *Can.J.Phys*, Vol., pp 1-8, 1998.
- [3] R. J. BENETT, "Interpretation of forward behavior of Schottky barriers," *IEEE Trans. Electron Devices*, Vol. ED-34, No. 4, pp. 935-937, 1987.
- [4] T. EASWARAKHANTHAN, J. BOTTIN, I. BOUHOUCHE AND C. BOUTRIT, "Nonlinear minimization algorithm for determining the solar cell parameters with microcomputers," *Int. J. Solar Energy*, Vol.4, pp 1-12, 1986.
- [5] D. GROMOV AND V. PUGACHEVICH, "Modified methods for the calculation of real Schottky-diode parameters," *Appl. Phys. A*, Vol. 59, pp 331-333, 1994.
- [6] A. FERHAT-HAMIDA, Z. OUENNOUGHI, A. HOFFMANN, R. WEISS, "Extraction of Schottky diode parameters including parallel conductance using vertical optimization method," *Solid State Electronics*, Vol. 46, No. 5, pp 615-619, 2002.
- [7] A. FERHAT-HAMIDA, Z. OUENNOUGHI, N. BOUZIT, M.N. HARMAS, K. ZEHAR, "Extraction des paramètres d'une diode Schottky par moindres carrés pondérés". CIGE'04, Sétif, Algérie, pp 421-424, 2003.
- [8] J. OSVALD AND E. DOBROČKA, "Generalized approach to the parameter extraction from I-V characteristics of Schottky diodes," *Semicond. Sci. Technol.*, Vol. 11, pp 1198-1202, 1996.
- [9] A. ORTIZ-CONDE, YANSHENG MA, J. THOMSON, E. SANTOS, F. J. GARCIA SÁNCHEZ, M. LEI, J. FINOL, P. LAYMAN, "Parameter extraction using lateral and vertical optimization," *Proc. 22nd Intl. Conf. on Microelectronics (MIEL-2000)*, Vol. 1, Niš, Serbia, pp 165-168, 2000.
- [10] A. ORTIZ-CONDE, YUANSHEG MA, J. THOMSON, E. SANTOS, J. J. LIOU, F. J. GARCÍA SÁNCHEZ, M. LEI, J. FINOL, P. LAYMAN, "Direct extraction of semiconductor diode parameters using lateral optimization method," *Solid-State Electronics*, Vol. 43, pp 845-848, 1999.
- [11] F. HAMIDA, *Modélisation des phénomènes de transport et étude du rendement dans les structures métal/isolant/semiconducteur*, Thèse de Doctorat d'Etat, Dépt. Phys., Fac. Sci., Univ. Sétif, 2002.
- [12] A. FERHAT-HAMIDA, Z. OUENNOUGHI, A. HOFFMANN, R. WEISS, "Extraction of Schottky diode parameters including parallel conductance using a vertical optimization method", *Solid-State Electronics*, Vol.46, pp 615-619, 2002.

- [13] MEHMET ENVER AYDIN, NEZIR YILDIRIM, ABDULMECIT TÜRÜT, "Temperature-dependent behavior of Ni/4H-*n*SiC Schottky contacts", *J. Appl. Phys.*, Vol.102, 043701-1-7, 2007.
- [14] STEPHEN E. SADDOW, ANANT AGARWAL, *Advances in Silicon Carbide Processing and Applications*, Artech House, Inc. Boston • London, 2004.
- [15] B. G. YACOBI, *Semiconductor Materials: An Introduction to Basic Principles*, KLUWER ACADEMIC PUBLISHERS, 2004.
- [16] GARY L HARRIS, *Properties of Silicon Carbide*, INSPEC, 1995.
- [17] ZHE CHUAN FENG AND JIAN H. ZHAO, *Silicon Carbide: Materials, Processing, and Devices*, Taylor & Francis, Vol. 20, 2004.
- [18] C. VIROJANADARA, M. HETZEL, L.I. JOHANSSON, W.J. CHOYKE, U. STARKE, "Electronic and atomic structure of the 4H-SiC(1_102)-c(2 X 2) surface", *Surf. Sci.*, Vol. 602, pp 525-533, 2008
- [19] KIYOSHI TAKAHASHI, AKIHIKO YOSHIKAWA, ADARSH SANDHU, *Wide Bandgap Semiconductors: Fundamental Properties and Modern Photonic and Electronic Devices*, Springer, 2006.
- [20] S. M. SZE, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley-Interscience, 1981.
- [21] J. OSVALD, Z. J. HORVÁTH, "Theoretical study of the temperature dependence of electrical characteristics of Schottky diodes with an inverse near-surface layer", *Appl. Surf. Sci.*, Vol. 234, pp 349-354, 2004.
- [22] F. LA VIA, G. GALVAGNO, F. ROCCAFORTE, A. RUGGIERO, L. CALCAGNO, "Drift mobility in 4H-SiC Schottky diodes", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 87, pp 142105-1-3, 2005.
- [23] S. TOUMI, A. FERHAT-HAMIDA, L. BOUSSOUAR, A. SELLAÏ, Z. OUENNOUGHI, H. RYSSSEL, "Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in tungsten/4H-SiC (000-1) Schottky diodes", *Microelectron. Eng.*, Vol.86, pp 303-309, 2009.
- [24] A.N. SAXENA, "Forward current-voltage characteristics of schottky barriers on n-type silicon", *Surf. Sci.*, Vol.13, pp 151-171, 1969.
- [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.*, Vol.23, pp 045005-1-6, 2008.
- [26] S. CHAND, J. KUMAR, "On the existence of a distribution of barrier heights in Pd₂Si/Si Schottky diodes", *J. Appl. Phys.*, Vol.80, pp 288-294, 1996.
- [27] S. CHAND, J. KUMAR, "Effects of barrier height distribution on the behavior of a Schottky diode", *J. Appl. Phys.*, Vol.82, pp 5005-5010, 1997.
- [28] JURGEN H. WERNER, "Schottky Barrier and pn-Junction *I/V* Plots- Small Signal Evaluation", *Appl. Phys. A.*, Vol.47, pp 291-300, 1988.

[29] R. Pérez, N. Mestres, J. Montserrat, D. Tournier, and P. Godignon, Phys. Stat. Sol. (a) 202 (2005) 692.

Chapitre III

EXTRACTION DES PARAMETRES DES CELLULES SOLAIRES

Chapitre III

EXTRACTION DES PARAMETRES DES CELLULES SOLAIRES

III. INTRODUCTION

Les mécanismes de transport d'une cellule ou d'un module solaire sont étudiés par la caractéristique courant-tension (I-V) ayant pour paramètres un courant de saturation I_s , une résistance série R_s , un facteur d'idéalité n , une conductance parallèle G_p et un photocourant I_{ph} . La détermination de ces paramètres, ce que l'on appelle aussi l'extraction des paramètres est une tâche très importante ne serait ce que sur deux plans particuliers :

- premier plan: après conception, le composant est testé et une caractéristique I-V est prélevée. Le concepteur essaie de trouver les paramètres I_s , n , R_s , G_p et I_{ph} qui font que la caractéristique soit décrite par l'un des modèles cité dans la théorie (voir chapitre I). De cette façon, il peut connaître le ou les mécanismes de transport entrant en jeu et statuer sur la qualité du composant.
- deuxième plan: en vue d'une simulation électrique, les paramètres du composant solaire sont extraits puis communiqués à un simulateur électrique pour prédire le comportement réel du composant d'une manière se rapprochant le plus possible de la réalité [1], [2].

Il existe plusieurs méthodes d'extraction des paramètres [3], la majorité d'entres elles extraient les paramètres à partir de la caractéristique I-V expérimentale et supposent que les paramètres sont indépendants de la tension appliquée. L'une de ces méthodes est celle basée sur des algorithmes d'optimisation.

Dans ce chapitre et en premier lieu, des caractéristiques I-V des composants solaires sont simulées avec la fonction de Lambert W pour contourner le problème de la formule implicite du courant I circulant dans le composant solaire en fonction de la tension appliquée V. Ensuite la méthode d'optimisation verticale (VOM) est appliquée sur la caractéristique I-V simulée des cellules et des modules solaires pour l'extraction des différents paramètres tel que : $\{I_s, R_s, n, G_p, I_{ph}\}$.

En deuxième lieu, les caractéristiques courant-tension simulées dépendantes de la température (I-V-T) sont utilisées pour étudier l'inhomogénéité de la barrière de potentiel ϕ_B dans les cellules solaires type métal-semiconducteur et l'inhomogénéité de la bande interdite E_g dans les cellules solaires type jonction pn.

III.1. METHODES ET MODELES DE CARACTERISATION

III.1.1. MODELE A UN SEUL EXPONENTIEL

L'utilisation du modèle à multiple diode de la figure III.1.a pour extraire les paramètres caractérisant la cellule solaire est difficile vue le nombre de paramètres inclus. En réalité, avec le modèle double exponentiel, on peut étudier la relation entre les phénomènes physiques dans la cellule solaire et ses paramètres.

Notre but consiste à analyser les performances de la cellule solaire et le modèle à un seul exponentiel de la figure III.1.b répond bien à notre objectif [4-6].

La variation du courant I d'une cellule solaire (illuminée) avec la tension appliquée V pour le modèle à multiple diode est représentée dans l'équation (III.1).

$$I = I_{s1} \left[\exp\left(\frac{V - R_s I}{n_1 V_T}\right) - 1 \right] + I_{s2} \left[\exp\left(\frac{V - R_s I}{n_2 V_T}\right) - 1 \right] + I_{s3} \left[\exp\left(\frac{V - R_s I}{n_3 V_T}\right) - 1 \right] + \dots + \frac{V - R_s I}{R_p} - I_{PH} \quad (III.1)$$

d'où : V_T : tension thermique

I_{PH} : photocourant

R_s : résistance série

R_p : résistance parallèle, elle représente l'inverse de la conductance G_p

n_1, n_2, n_3, \dots : facteurs d'idéalité.

Dans cette étude on traitera le modèle à une seule diode décrit par l'équation (III.2).

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{V - R_s I}{n V_T}\right) - 1 \right] + \frac{V - R_s I}{R_p} - I_{PH} \quad (III.2)$$

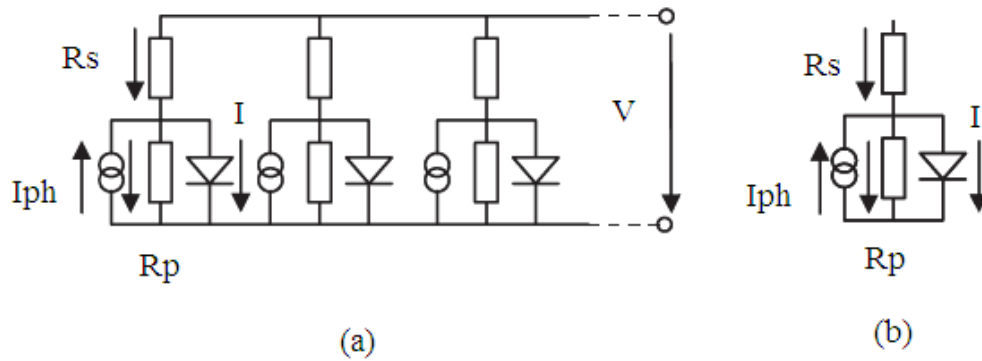


Figure III.1. Circuit équivalent de la cellule solaire : **(a)** modèle à multiple diode, **(b)** modèle à une seule diode

III.1.2. METHODE D'OPTIMISATION VERTICALE

La simulation du comportement physique des composants électroniques est l'étape la plus importante dans la modélisation. Le choix de l'approche théorique nous aide à bien étudier les phénomènes dans les structures réelles. La caractérisation des composants électroniques se fait par deux méthodes : les méthodes directes se basent sur l'extraction directe des paramètres et les méthodes indirectes où l'extraction de ces paramètres se fait par le principe d'optimisation.

III.1.2.1. OPTIMISATION VERTICALE

Soit N données expérimentales $I_i^{ex} - V_i^{ex} (i=0, 1, \dots, N-1)$ représentant les régions directe et/ou inverse de la caractéristique I-V d'une structure physique tel que la diode Schottky et la cellule solaire. La méthode consiste à trouver les valeurs caractérisant ces structures : I_s, R_s, n, G_p, I_{ph} qui minimisent la somme des erreurs relatives quadratiques entre les courants expérimentaux I_i^{ex} et théoriques I_i^{th} générés par l'équation (III.3) :

$$S = \sum_{i=0}^{N-1} \left(\frac{I_i^{ex} - I_i^{th}}{I_i^{th}} \right)^2 \quad (III.3)$$

La solution de l'équation (III.3) nécessite que le gradient g de la fonction S soit nul ($g = \partial S / \partial x_i = 0$, $x_i = I_s, R_s, n, G_p, I_{ph}$). Ceci conduit à la résolution du système d'équations non linéaires suivant (le degré de ce système dépend de l'ensemble des paramètres à extraire) [2] :

$$g = \begin{pmatrix} \frac{\partial S}{\partial I_s} = -2 \sum_{i=0}^{N-1} \frac{\partial I_i^{th}}{\partial I_s} \frac{I_i^{ex}}{(I_i^{th})^2} \left(\frac{I_i^{ex} - I_i^{th}}{I_i^{th}} \right) = 0 \\ \frac{\partial S}{\partial R_s} = -2 \sum_{i=0}^{N-1} \frac{\partial I_i^{th}}{\partial R_s} \frac{I_i^{ex}}{(I_i^{th})^2} \left(\frac{I_i^{ex} - I_i^{th}}{I_i^{th}} \right) = 0 \\ \frac{\partial S}{\partial n} = -2 \sum_{i=0}^{N-1} \frac{\partial I_i^{th}}{\partial n} \frac{I_i^{ex}}{(I_i^{th})^2} \left(\frac{I_i^{ex} - I_i^{th}}{I_i^{th}} \right) = 0 \\ \frac{\partial S}{\partial G_p} = -2 \sum_{i=0}^{N-1} \frac{\partial I_i^{th}}{\partial G_p} \frac{I_i^{ex}}{(I_i^{th})^2} \left(\frac{I_i^{ex} - I_i^{th}}{I_i^{th}} \right) = 0 \\ \frac{\partial S}{\partial I_{ph}} = -2 \sum_{i=0}^{N-1} \frac{\partial I_i^{th}}{\partial I_{ph}} \frac{I_i^{ex}}{(I_i^{th})^2} \left(\frac{I_i^{ex} - I_i^{th}}{I_i^{th}} \right) = 0 \end{pmatrix} \quad (III.4)$$

La résolution du système d'équations (III.4) en utilisant la fonction de Lambert W fournit les valeurs des paramètres I_s, R_s, n, G_p et I_{ph} .

III.1.3. FONCTION DE LAMBERT

La fonction de Lambert W est définie comme la solution inverse de la fonction $W \rightarrow W \exp(W)$. Elle a plusieurs applications parmi ces dernières la solution de l'équation (III.5) :

$$x \exp(x) = a \quad (III.5)$$

d'où : $x = W(a)$

III.1.3.1. CALCUL DE LA FONCTION DE LAMBERT W

Le calcul de la fonction de Lambert W dépend de l'intervalle de l'argument a. Le tableau III.1 résume les différentes équations utilisées pour le calcul de la branche principale W_0 [7] de cette fonction.

La figure III.2 montre le tracé de la fonction de Lambert W avec un pas de 0.025. Le calcul d'erreur associé aux valeurs de la branche principale W_0 est représenté dans la figure III.3. Une grande perturbation de l'erreur est remarquée lorsque l'argument x augmente. Cette fluctuation est due à la valeur approximée [dans notre travail on a pris que le premier membre de l'équation (III.6)] de W lorsque x tend vers l'infinie. La fonction de Lambert W dans ce cas de figure est défini comme suit [7] :

$$W(z) = L_1 - L_2 + \frac{L_2}{L_1} + \frac{L_2(-2 + L_2)}{2L_1^2} + \frac{L_2(6 - 9L_2 + 2L_2^2)}{2L_1^2} + \frac{L_2(-12 + 36L_2 - 22L_2^2 + 3L_2^3)}{12L_1^4} + o\left(\left\{\frac{L_2}{L_1}\right\}^5\right) \quad (\text{III.6})$$

avec : $z = x$: argument, $L_1 = \text{Ln}(x)$, $L_2 = \text{Ln}(\text{Ln}(x))$.

Argument	Calcul de la fonction de Lambert W
$x =]-\infty, 1/e]$	$W = -1$
$x = \varepsilon = 1/e + 10^{-128}$	$W = -1 + p - 1/3p^2 + 11/72p^3$ $p = (2e^1 x + 1)^{1/2}$
$x =]\varepsilon, 0[$	$W = \text{num}/\text{den}$ $\text{num} = x(60 + 114x + 17x^2)$ $\text{den} = 60 + 174x + 101x^2$
$x = 0$	$W = 0$
$x =]0, 1[$	$W = \text{num}/\text{den}$
$x = [1, e[$	$W = \text{Ln}(x)$
$x = [e, +\infty[$	$W = \text{Ln}(x) - \text{Ln}(\text{Ln}(x))$

Tableau III.1. Calcul de la fonction de Lambert W [7-15]

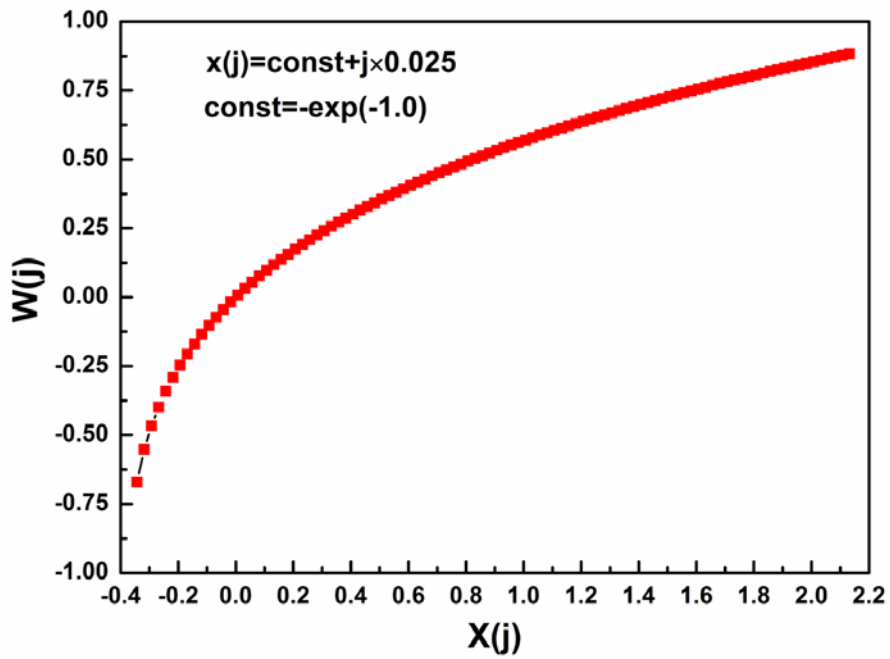


Figure III.2. Branche principale de la fonction de Lambert W_0

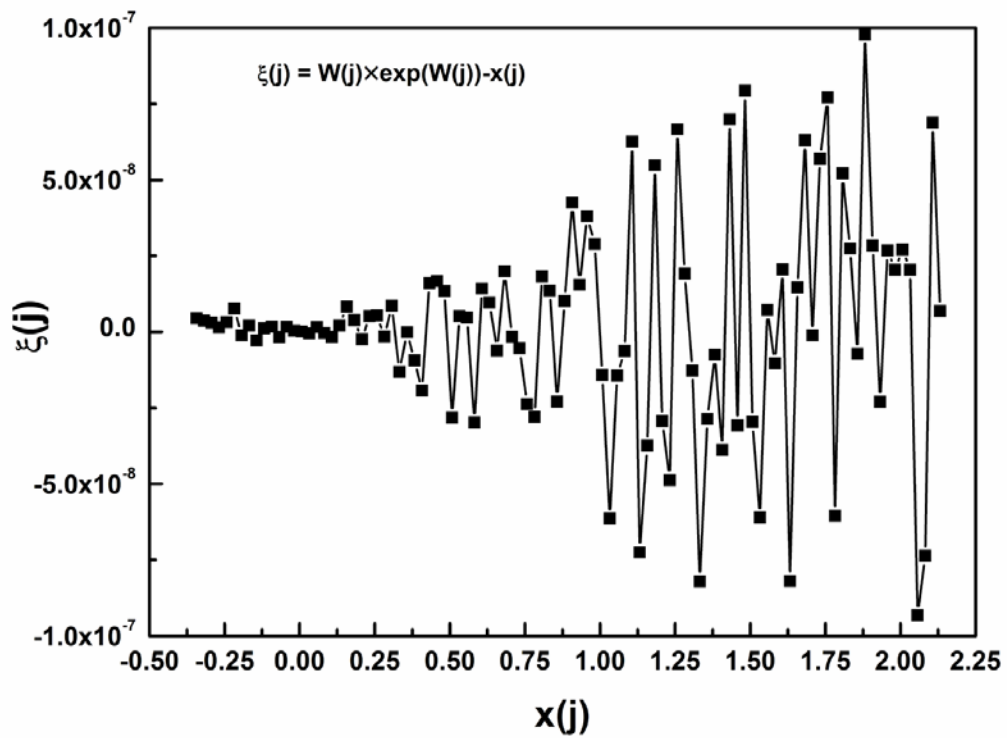


Figure III.3. Niveau de l'erreur ξ tiré du calcul de W_0

III.1.3.2. VALIDATION DE LA FONCTION DE LAMBERT

Pour tester la précision de la fonction de Lambert W, on a comparé cette dernière avec la méthode de Newton. Pour ce but, on a simulé la caractéristique I-V d'une cellule solaire avec la méthode de Newton et avec la fonction de Lambert W. La figure III.4 montre la comparaison du couple Newton-Lambert. La superposition parfaite entre les deux caractéristiques I-V, favorise l'utilisation de cette fonction pour l'étude des équations implicites.

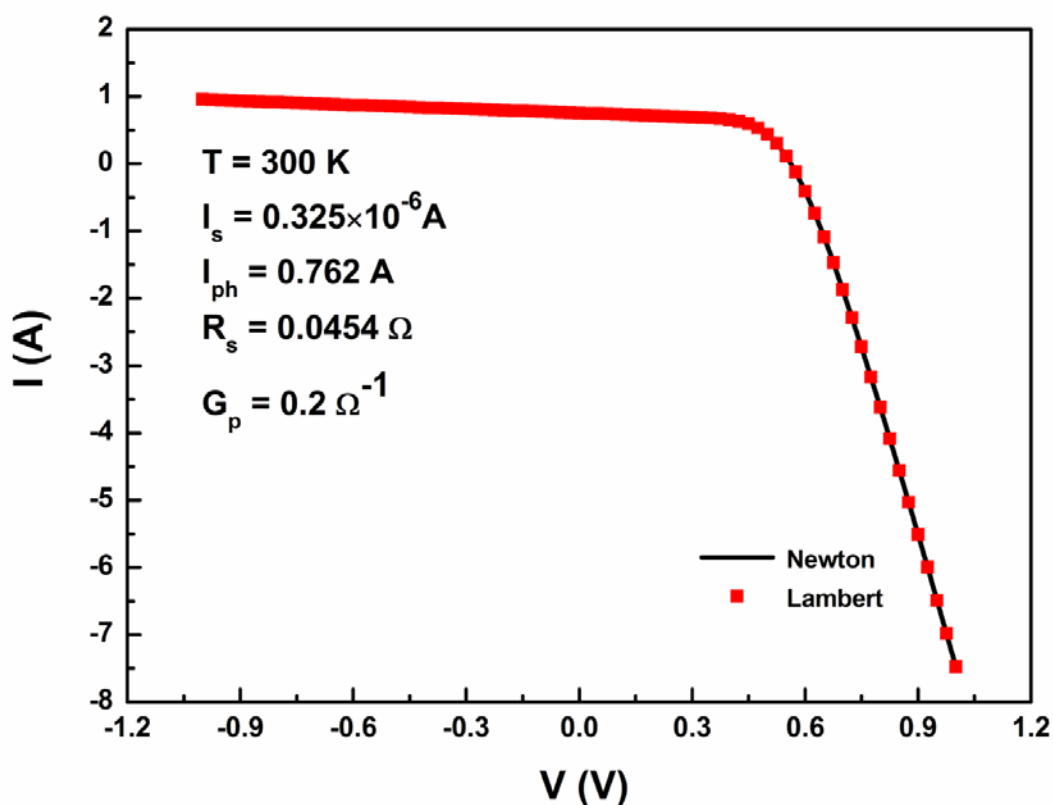


Figure III.4. Comparaison entre la caractéristique I-V d'une cellule solaire simulée avec la méthode de Newton et avec la fonction de Lambert W

III.2. ETUDE DES STRUCTURES SOLAIRES HOMOGENES

III.2.1. SIMULATION DE LA CARACTERISTIQUE COURANT TENSION (I-V)

Dans ce travail, on se base sur le modèle théorique qui représente la cellule solaire avec une seule diode. La caractéristique I-V de la cellule solaire illuminée est décrite par les paramètres utilisés dans le circuit équivalent qui considère la présence de la résistance série R_s et de la conductance G_p . Ces paramètres sont reliés aux phénomènes physiques présents dans la cellule solaire [16]. La relation mathématique qui décrit ce modèle est la suivante :

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{V - R_s I}{nV_{th}}\right) - 1 \right] + G_p (V - R_s I) - I_{ph} \quad (III.7)$$

avec :

I : courant de la cellule solaire, I_s : courant de saturation

V : tension appliquée à la cellule solaire, n : facteur d'idéalité

R_s : résistance série, $G_p = 1/R_p$: conductance, I_{ph} : photocourant

$V_{th} = KT/q$: tension thermique.

La solution explicite de l'équation (III.7) en utilisant la fonction de Lambert W est la suivante :

$$I = \frac{nV_{th}}{R_s} W \left[\frac{I_s R_s}{nV_{th} (1 + R_s G_p)} \exp\left(\frac{V + R_s (I_s + I_{ph})}{nV_{th} (1 + R_s G_p)}\right) \right] + \frac{VG_p - (I_s + I_{ph})}{1 + R_s G_p} \quad (III.8)$$

avec :

W : branche principale de la fonction de Lambert. Voir l'annexe C.

La figure III.5 représente la caractéristique I-V simulée d'une cellule solaire. Pour tenir compte des erreurs de la mesure, on introduit la fonction du bruit à la formule du courant I de la cellule solaire [17], [18] :

$$I_{avec\ bruit} = I_{sans\ bruit} \times (1 + \text{pourcentage} \times \text{bruit}) \quad (III.9)$$

avec :

$I_{\text{sans bruit}}$: courant expérimental

$I_{\text{avec bruit}}$: courant avec bruit utilisé pour l'extraction des paramètres (courant théorique)

pourcentage : pourcentage de l'erreur relative du courant électrique I

bruit : une fonction qui génère un nombre aléatoire entre -1 et +1 (figure III.7).

L'effet de ce bruit est observé dans la caractéristique I-V (avec un pourcentage allant de 0% jusqu'à 30%) de la figure III.6. La simulation de la caractéristique I-V de la cellule solaire pour différentes valeurs de R_s est représentée dans la figure III.8. La variation de la résistance R_s influe sur la région qui caractérise la puissance totale de la cellule solaire. Pour atteindre le maximum de la puissance, il faut que R_s soit le minimum possible ($R_s = 0.01\Omega$), donc, il faut se servir de technologies très développées pour réduire la présence de cette résistance [1], [16], [19]. Les bonnes cellules ont une résistance série inférieure à 0.1Ω [20].

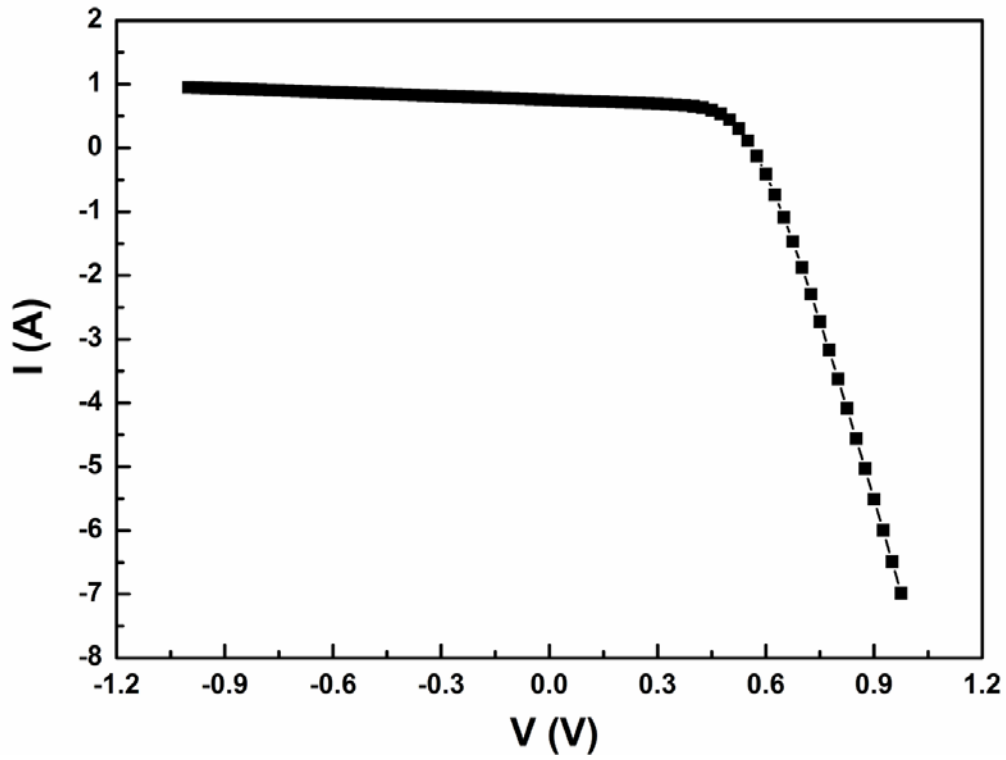


Figure III.5. Caractéristique I-V d'une cellule solaire simulée avec le modèle d'une seule diode

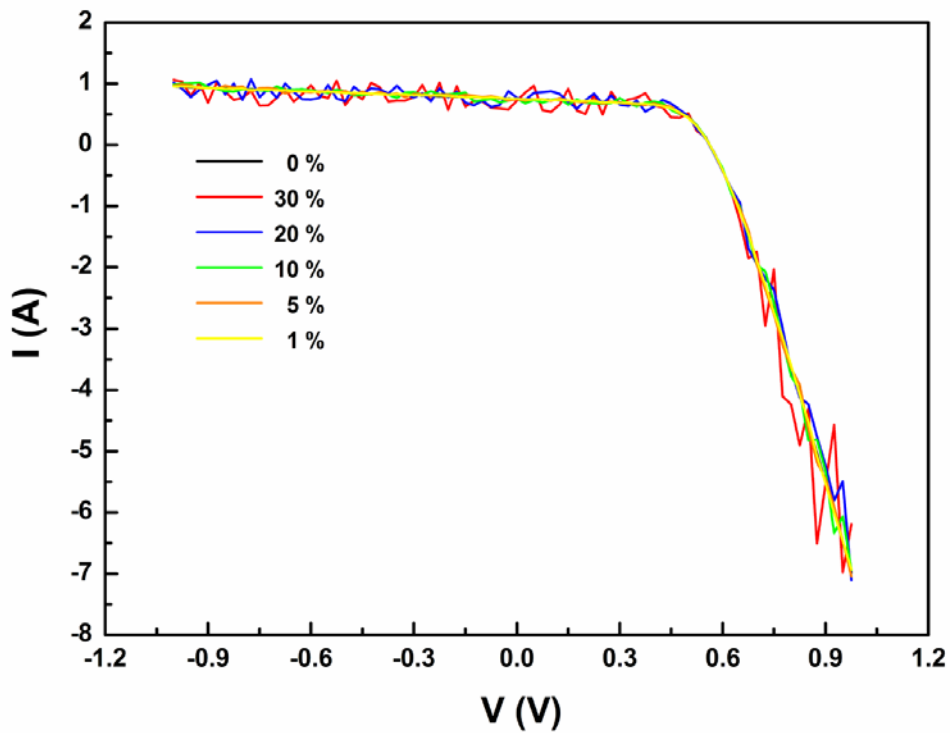


Figure III.6. Effet du bruit sur la caractéristique I-V de la cellule solaire

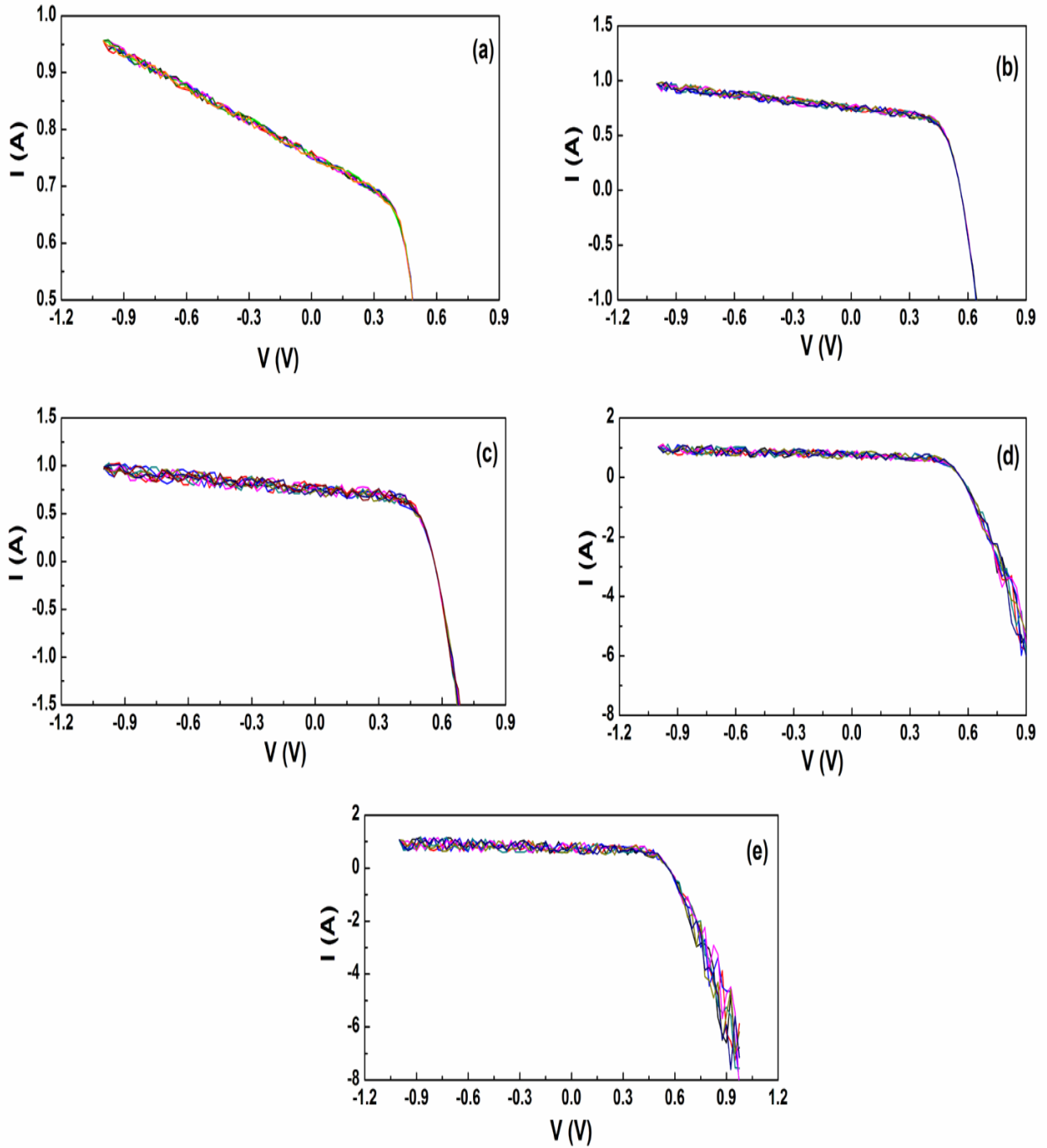


Figure III.7. Effet du nombre aléatoire généré entre -1 et +1 pour la fonction du bruit (le courant I est simulé pour 7 exécution) : **(a)** pourcentage=1%, **(b)** pourcentage=5%, **(c)** pourcentage=10%, **(d)** pourcentage=20%, **(e)** pourcentage=30%

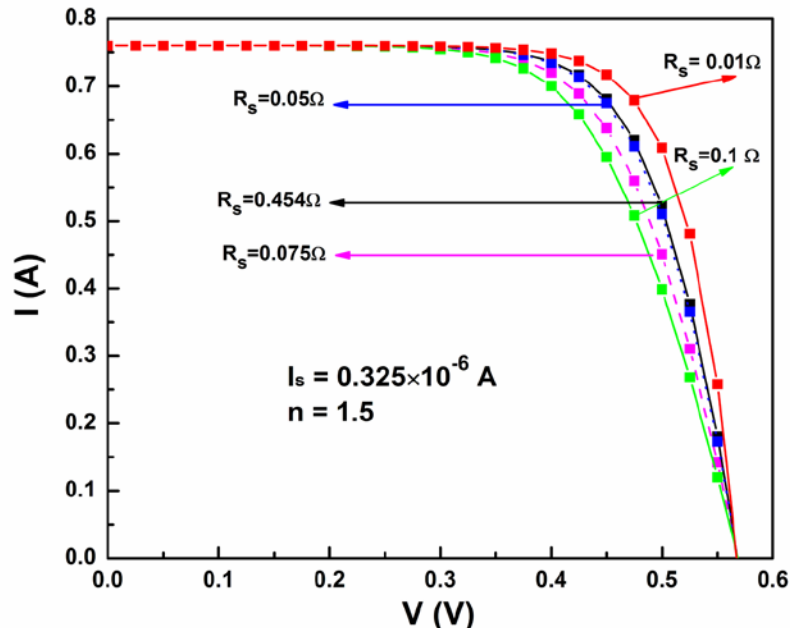


Figure III.8. Influence de la résistance série R_s sur les performances de la cellule solaire

III.2.2. EXTRACTION DES PARAMETRES DE LA STRUCTURE SOLAIRE

L'extraction et l'optimisation des paramètres des composants électroniques est l'étape la plus importante pour la modélisation [17]. La méthode d'extraction exploitée dans ce travail est l'optimisation verticale VOM [2].

Les tableaux III.2.a et III.2.b regroupent les différents paramètres extraits caractérisant les cellules et les modules solaires respectivement, par la VOM en utilisant la fonction de Lambert W. A titre de comparaison, dans l'annexe D, l'extraction des paramètres des cellules et des modules solaires est faite par la méthode de Gromov modifiée [21].

La comparaison entre la caractéristique I-V, générée avec les paramètres extraits pour une cellule et un module solaire, et I-V expérimentale [22] est représentée dans la figure III.9, les courbes pour chaque structure sont approximativement identiques.

La procédure d'ajouter l'effet du bruit [17] aux résultats simulés ensuite l'extraction des paramètres est faite 500 fois, la sélection se fait pour la valeur maximale de l'erreur relative. La figure III.10 montre les résultats obtenus pour l'erreur relative des paramètres extraits caractérisant la cellule solaire tel que le courant de saturation I_s , la résistance série R_s , le facteur d'idéalité n , la conductance parallèle G_p et le photocourant I_{ph} pour différentes valeurs de R_s . Dans la figure III.11, on représente les erreurs relatives des paramètres caractérisant les modules solaires en fonction de R_s .

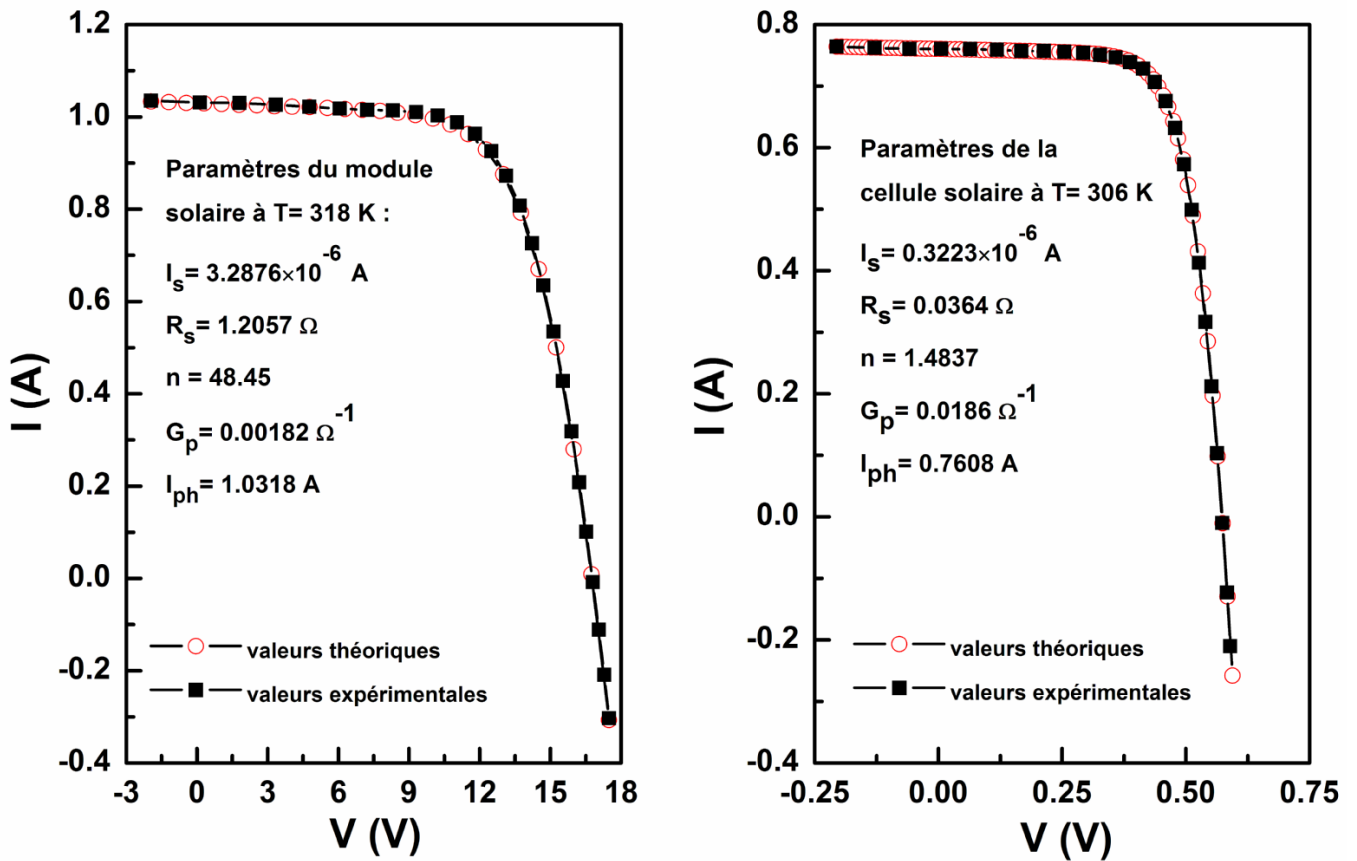


Figure III.9. Comparaison entre la caractéristique I-V générée avec les paramètres extraits et celle mesurée expérimentalement pour une cellule et un module solaire

Paramètres de la cellule solaire	Valeurs théoriques	Valeurs extraites (T = 300 K, 700 itérations)				
		0%	1%	5%	10%	20%
I_s (A)	0.325E-6	3.248022E-7	3.098998E-7	5.586396E-7	2.189111E-7	4.992862E-7
R_s (Ω)	0.0454	4.540048E-2	4.54963E-2	4.496356E-2	4.473685E-2	4.367491E-2
n	1.5	1.499933	1.495181	1.557353	1.461276	1.541042
G_p (S)	0.2	2.000000E-1	2.000001E-1	1.999999E-1	2.000079E-1	1.999991E-1
I_{ph} (A)	0.762	7.619967E-1	7.614113E-1	7.615755E-1	7.597433E-1	7.646230E-1

Tableau III.2.a. Extraction des paramètres de la cellule solaire par la VOM avec la fonction de Lambert W pour différents niveaux de bruit

Paramètres du module solaire	Valeurs théoriques	Valeurs extraites (T = 318 K, 700 itérations)			
		1%	5%	10%	20%
I_s (A)	3.2876E-6	3.497182E-6	3.953996E-6	1.238816E-6	3.504922E-6
R_s (Ω)	1.2057	1.20454	1.242247	1.241343	1.48896
n	48.450	48.6848	49.13239	44.969970	48.667280
G_p (S)	0.00182	1.82121E-3	1.792418E-3	1.833905E-3	1.830681E-3
I_{ph} (A)	1.0318	1.033845	1.036951	1.040724	1.049404

Tableau III.2.b. Extraction des paramètres du module solaire par la VOM avec la fonction de Lambert W pour différents niveaux de bruit

III.3. ETUDE DES STRUCTURES SOLAIRES INHOMOGENES

III.3.1. INHOMOMENIETE DES CELLULES SOLAIRES TYPE METAL SEMICONDUCTEUR

Les cellules et les modules solaires ont plusieurs applications dans le domaine photovoltaïque qui utilise la puissance du soleil pour la conversion de l'énergie, c'est pour cette raison que beaucoup d'études ont été faites pour améliorer le rendement de ces composants solaires [5-6], [23], [24]. Cette performance passe nécessairement par l'analyse du circuit équivalent de la cellule solaire.

Dans notre étude, on se réfère au modèle d'une seule diode pour analyser la cellule solaire. L'inhomogénéité de la barrière de potentiel de la cellule est modélisée par la distribution gaussienne de Werner.

Le courant électrique de saturation d'une cellule solaire inhomogène soumise à une tension V est donné par la formule suivante :

$$I_s = AA^*T^2 \exp\left(-B\phi_{B0} + \frac{B^2\sigma_0^2}{2}\right) \quad (\text{III.10})$$

avec :

A : surface de la diode utilisée dans le modèle du circuit équivalent

A^* : constante de Richardson, T : température, B = q/KT.

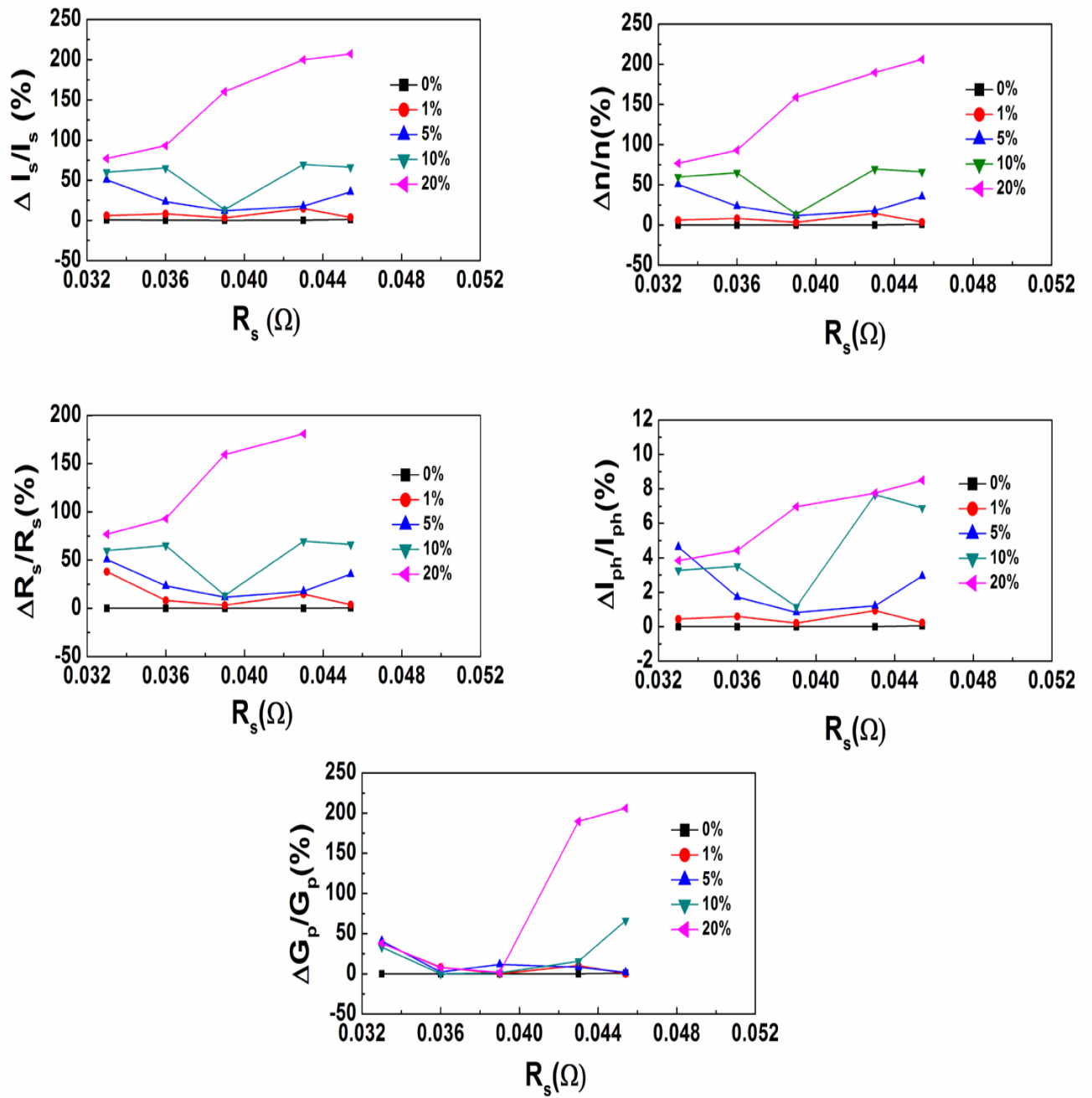


Figure III.10. Erreurs relatives des paramètres obtenus pour la cellule solaire par la VOM en utilisant la fonction de Lambert W et en variant R_s et le niveau de bruit

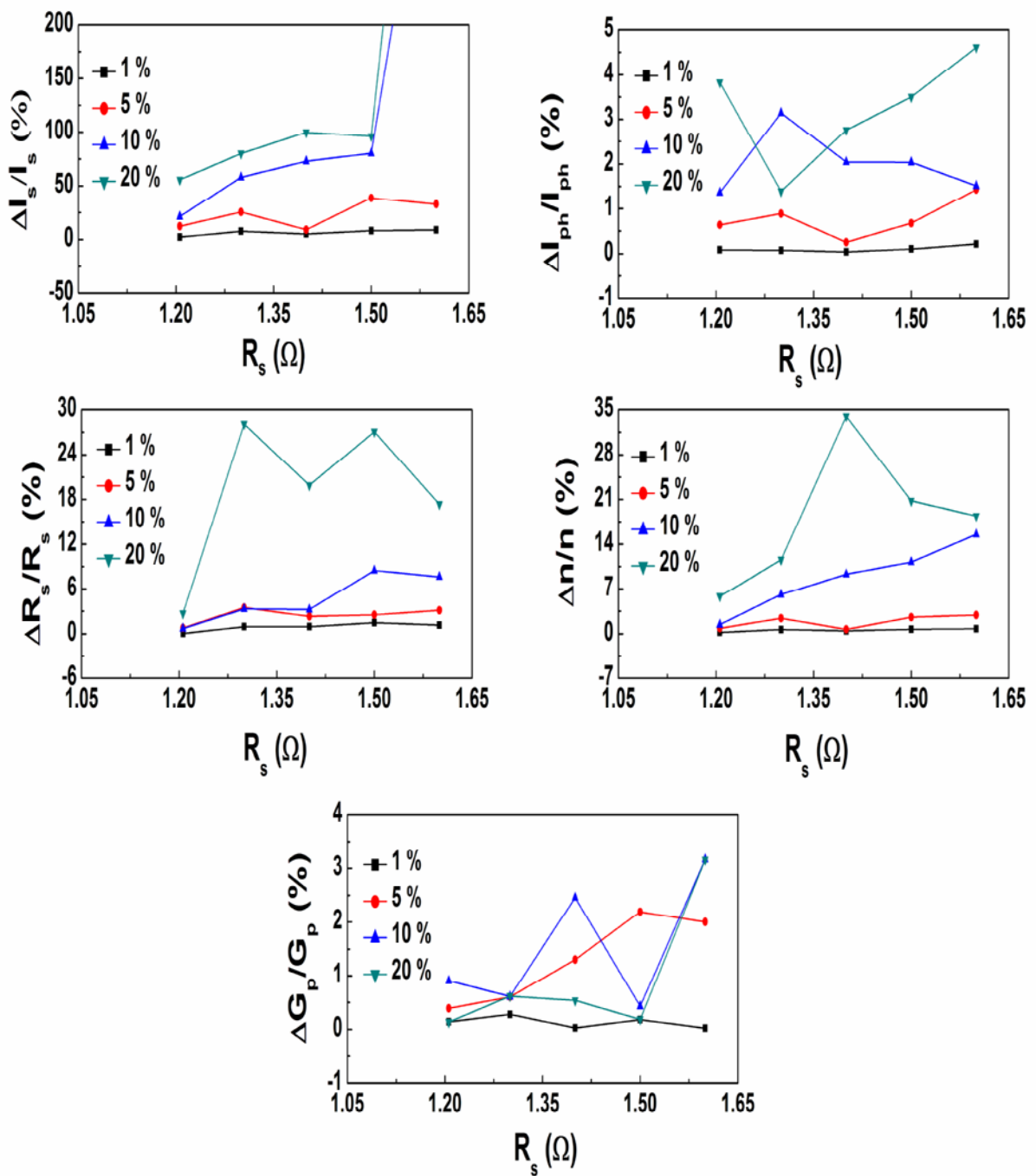


Figure III.11. Erreurs relatives des paramètres obtenus pour le module solaire par la VOM en utilisant la fonction de Lambert W et en variant R_s et le niveau de bruit

La caractéristique I-V-T simulée par la fonction de Lambert W d'une cellule solaire est montré dans la figure III.12. La courbe de la constante de Richardson obtenue des courbes I-V-T est représentée dans la figure III.13.

Une autre forme qui dérive de l'équation (III.10) est :

$$\ln\left(\frac{I_s}{T^2}\right) = \ln(AA^*) - \frac{q}{K} \phi_{B0} \frac{1}{T} + \frac{q^2}{K^2} \frac{\sigma_0^2}{2} \frac{1}{T^2} \quad (\text{III.11})$$

La variation de $\ln(I_s/T^2)$ en fonction de $(1/T)$ est montrée dans la figure III.14. Un simple fit appliqué sur ce graphe peut donner : la barrière de potentiel ϕ_{B0} , la déviation standard de la distribution gaussienne σ_0 (caractérisant l'inhomogénéité de la barrière de potentiel) et la constante de Richardson A^* . Une autre méthode graphique donne la barrière de potentiel ϕ_{B0} de la structure solaire, elle se base sur la représentation du $\ln(I_s/T^2)$ en fonction de σ_0^2 par le biais de l'équation (III.11) (figure III.15). La courbe de la figure III.15 montre une autre fois l'exactitude de la fonction de Lambert W utilisée pour ces structures simulées. Dans la figure III.16, on voit très bien que l'augmentation du paramètre σ_0 ($\sigma_0=0V$ pour une cellule homogène) affecte le mode opérationnel de la cellule solaire, ce qui veut dire que les perturbations dans la distribution spatiale de la barrière de potentiel ϕ_B du contact métal-semiconducteur minimisent le rendement de la cellule solaire. Selon le modèle de Werner, la variation de Φ_B en fonction de σ_0 donne la valeur moyenne de la barrière $\bar{\Phi}_{B0}$ (figure III.17.a) et la variation du $\ln(I_s/T^2)$ en fonction de $(1/T)$ permet d'extraire les paramètres ϕ_B et σ_0 (figure III.17.b, c et d).

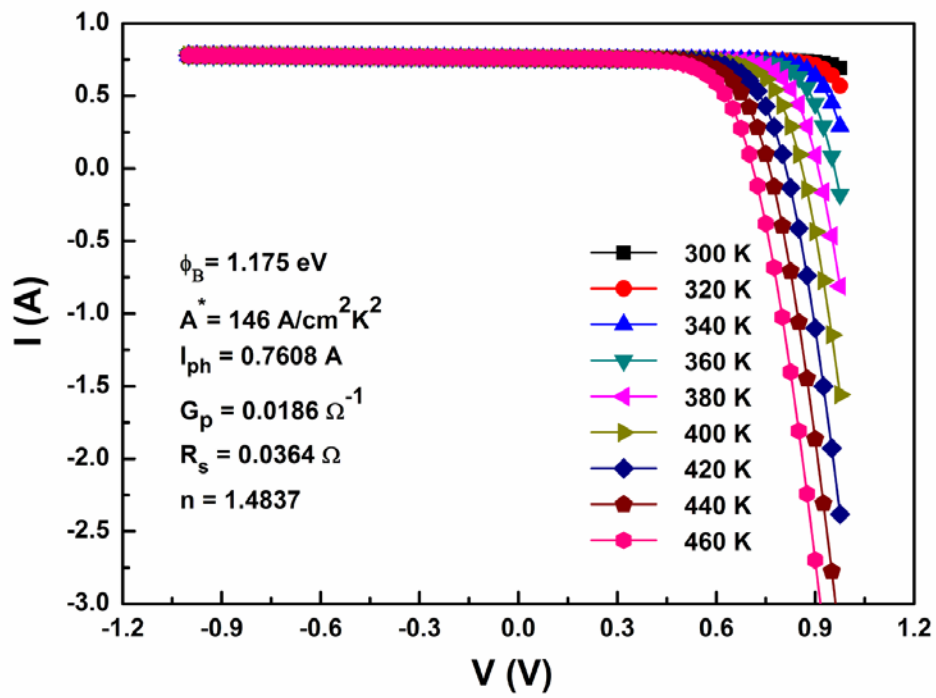


Figure III.12. Caractéristique I-V d'une cellule solaire simulée par la fonction de Lambert W en fonction de la température T

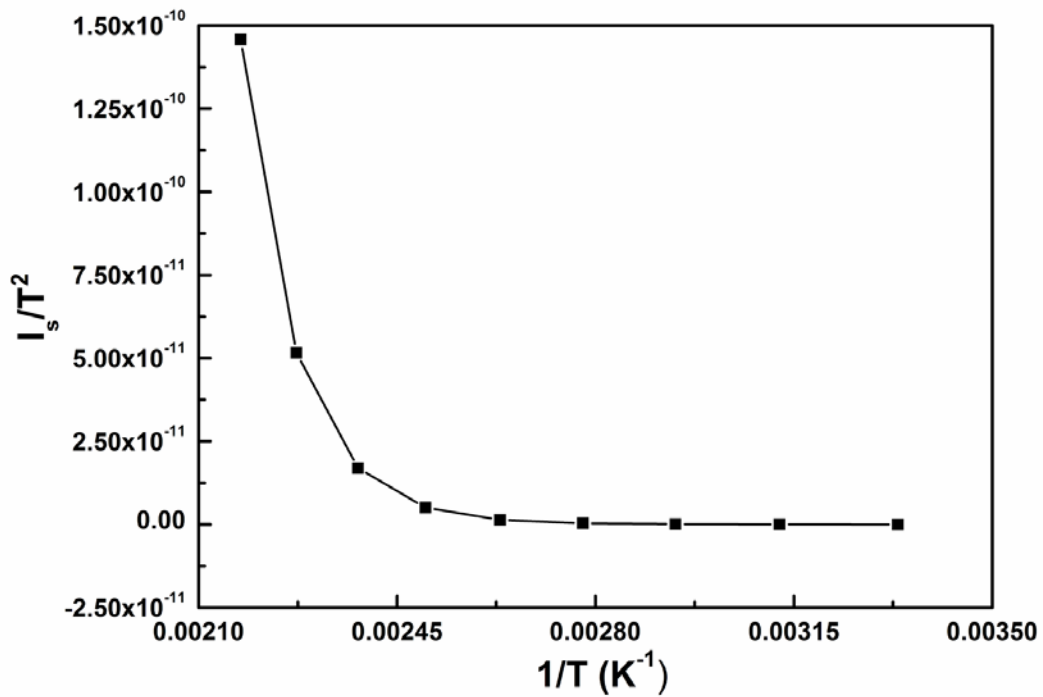


Figure III.13. Courbe de la constante de Richardson en fonction de $1/T$

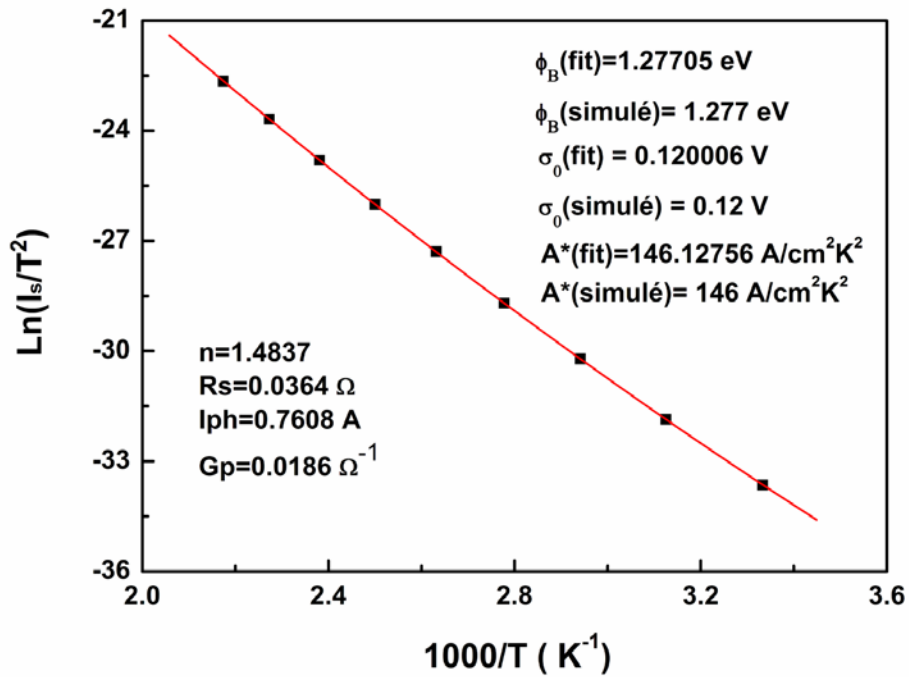


Figure III.14. Caractérisation de la cellule solaire simulée

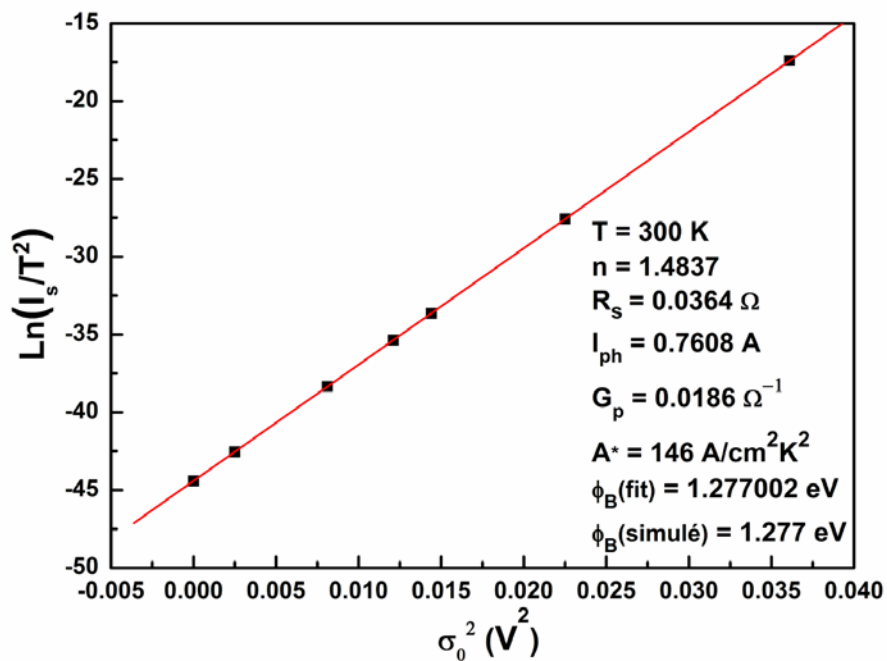


Figure III.15. Caractérisation de l'inhomogénéité de la structure solaire en utilisant la variation $\text{Ln}(I_s/T^2)$ en fonction de σ_0^2

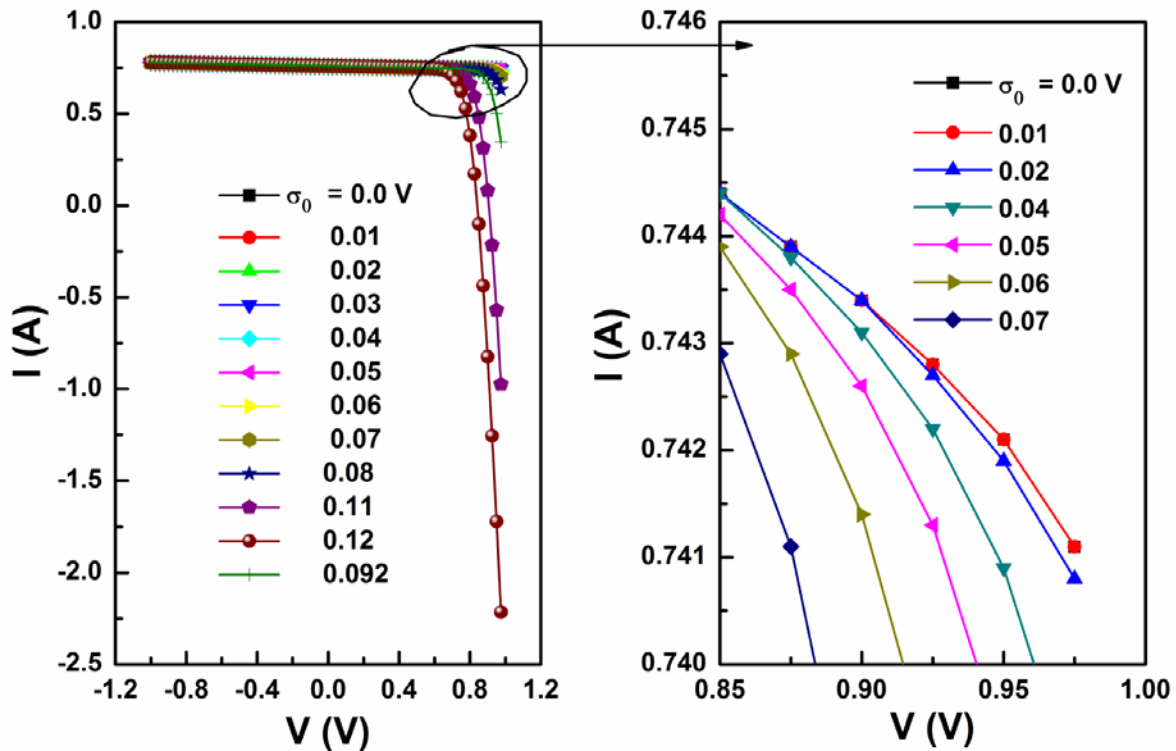


Figure III.16. Effet de l'inhomogénéité sur la caractéristique I-V de la cellule solaire simulée avec les paramètres : $\{T=300 \text{ K}, n=1.4837, R_s=0.0364 \Omega, \phi_{B0}=1.277 \text{ eV}, A^*=146 \text{ A/cm}^2\text{K}^2, I_{ph}=0.7608 \text{ A}, G_p=0.0186 \Omega^{-1}\}$

III.3.2. INHOMOMENIETE DES STRUCTURES SOLAIRES TYPE JONCTION pn

L'étude de l'inhomogénéité des cellules solaires est basée sur l'analyse quantitative des caractéristiques I-V-T [25]. Notre étude commence par la simulation des caractéristiques I-V-T de la structure solaire inhomogène par le modèle à un seul exponentiel. Ensuite on montre que les fluctuations latérales du courant de saturation I_s causées par l'inhomogénéité de la bande interdite E_g (énergie que peut avoir un électron de la dernière bande remplie en dessous de la bande interdite pour passer vers la bande de conduction du semiconducteur) dégradent les propriétés électroniques de la cellule solaire [5]. L'analyse de ces fluctuations est divisée en deux parties :

- étude de l'inhomogénéité des structures solaires en obscurité.
- étude de l'inhomogénéité des structures solaires illuminées.

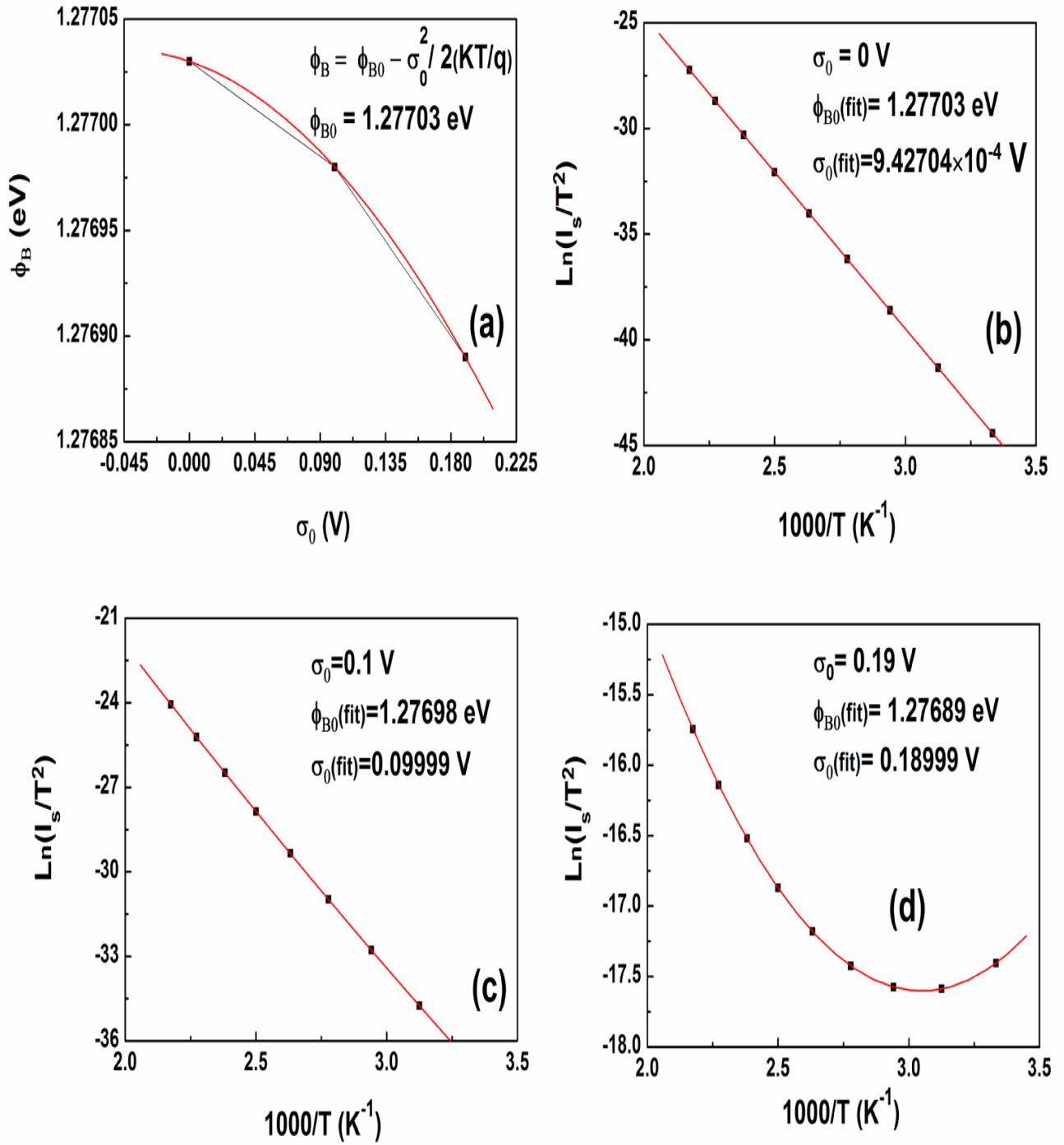


Figure III.17. Etude de l'inhomogénéité de la structure solaire simulée $\{n=1.4837, R_s=0.0364 \Omega, \phi_B=1.277 \text{ eV}, A^*=146 \text{ A/cm}^2\text{K}^2, I_{ph}=0.7608 \text{ A}, G_p=0.0186 \Omega^{-1}\}$ avec le modèle de Werner : (a) extraction de $\bar{\phi}_{B0}$, (b), (c), (d) extraction de Φ_B et de σ_0

III.3.2.1. INHOMOMENIETE DES STRUCTURES SOLAIRES EN OBSCURITE

Dans ce travail, on considère l'inhomogénéité dans le courant de saturation I_s . Ce courant affecte directement la tension du circuit ouvert V_{oc} et du courant de court-circuit I_{sc} de la structure solaire. On suppose que le courant I_s est activé en fonction de la température T par l'énergie de la bande interdite E_g et un facteur I_{00} tel que [5]:

$$I_s = I_{00} \exp\left[\frac{-E_g}{KT}\right] \quad (\text{III.12})$$

Notre analyse est consacrée à l'étude de l'inhomogénéité de la bande interdite E_g et sa distribution spatiale. La formule (III.13) donne la distribution gaussienne $dP_G(E_g)$ autour d'une valeur moyenne \bar{E}_g [2].

$$dP_G(E_g) = \frac{dE_g}{\sigma_g \sqrt{2}} \exp\left(\frac{-(\bar{E}_g - E_g)^2}{2\sigma_g^2}\right) \quad (\text{III.13})$$

où :

σ_g : déviation standard qui mesure l'inhomogénéité.

L'intégrale de l'équation (III.12) lorsque on passe à la distribution gaussienne de E_g donnée par l'équation (III.13) donne :

$$I_s = I_{00} \exp\left[\frac{-\bar{E}_g}{KT}\right] \exp\left[\frac{\sigma_g^2}{2(KT)^2}\right] \quad (\text{III.14})$$

L'inhomogénéité de l'énergie de la bande interdite E_g est définie par l'équation suivante :

$$E_g = \bar{E}_g - \frac{\sigma_g^2}{KT} \quad (\text{III.15})$$

La caractéristique I-V-T pour $T = [300, 400]$ K d'une structure solaire simulée par le modèle à une seule diode en utilisant la fonction de Lambert W est illustrée dans la figure III.18. La variation de l'énergie de la bande interdite E_g et du facteur d'idéalité n en fonction de la température T est montrée dans la figure III.19. Dans la figure III.20, l'effet de l'inhomogénéité désigné par σ_g sur le facteur d'idéalité n et sur l'énergie E_g est illustré. Le tracé du facteur n en fonction de l'énergie E_g montre que n tend vers une valeur constante ≈ 1 lorsque E_g tend vers sa valeur moyenne \bar{E}_g (figure III.21).

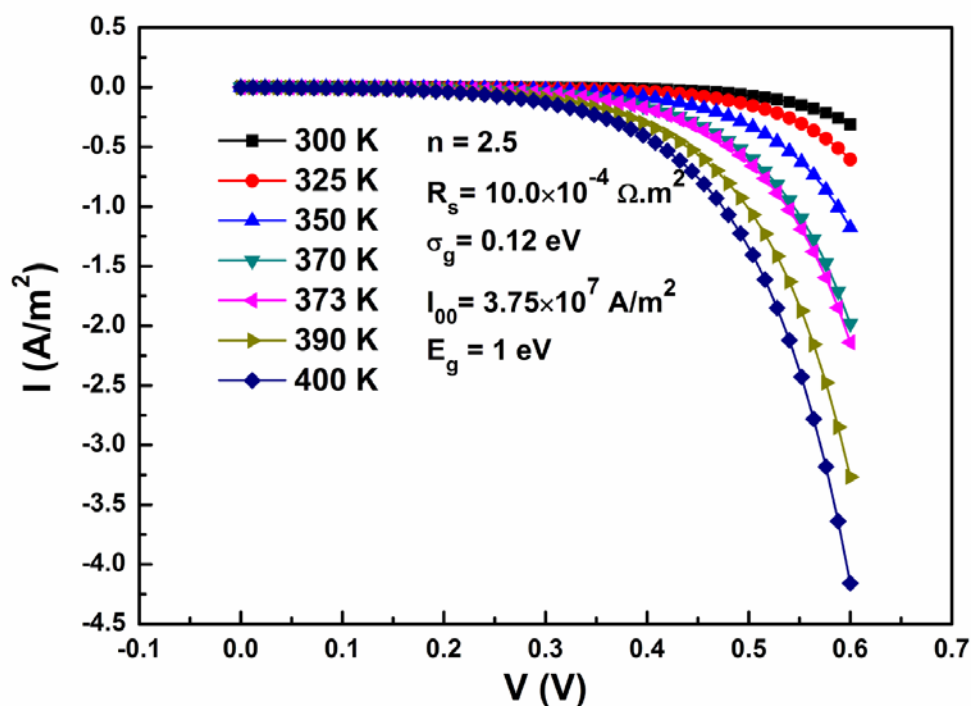


Figure III.18. Caractéristique I-V-T simulée par le modèle d'une seule diode avec la fonction de Lambert W

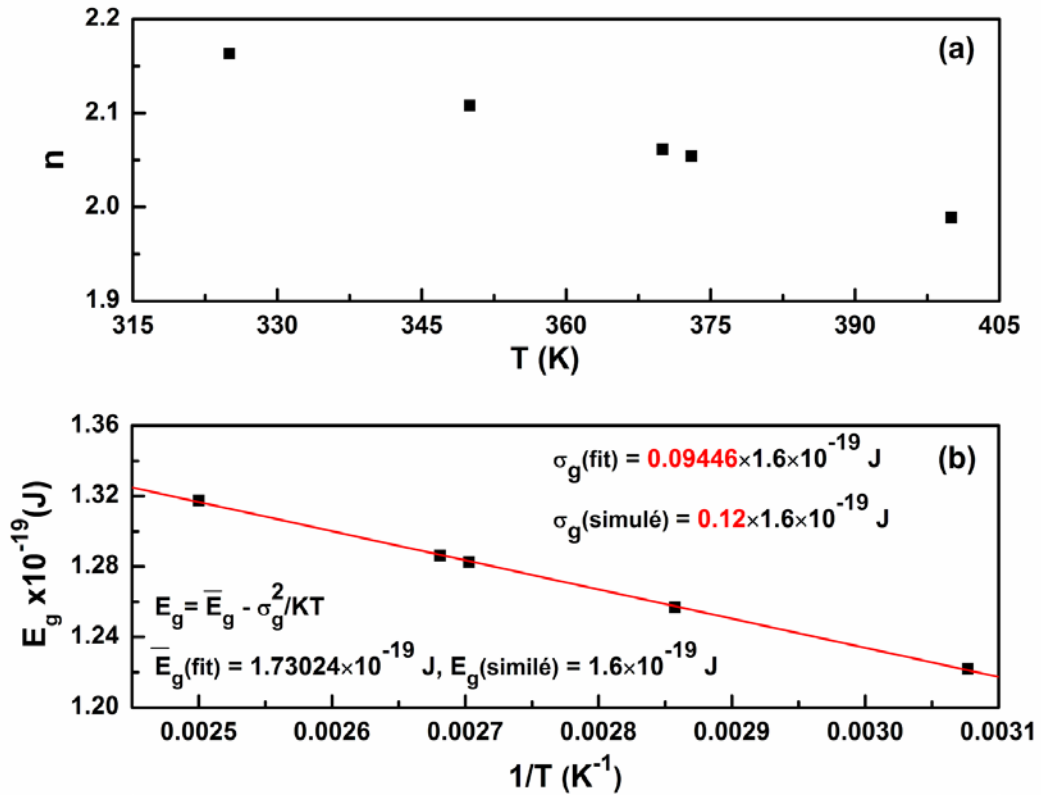


Figure III.19. Variation des paramètres de la structure solaire simulée en fonction de la température T : (a) facteur d'idéalité n , (b) énergie de la bande interdite E_g

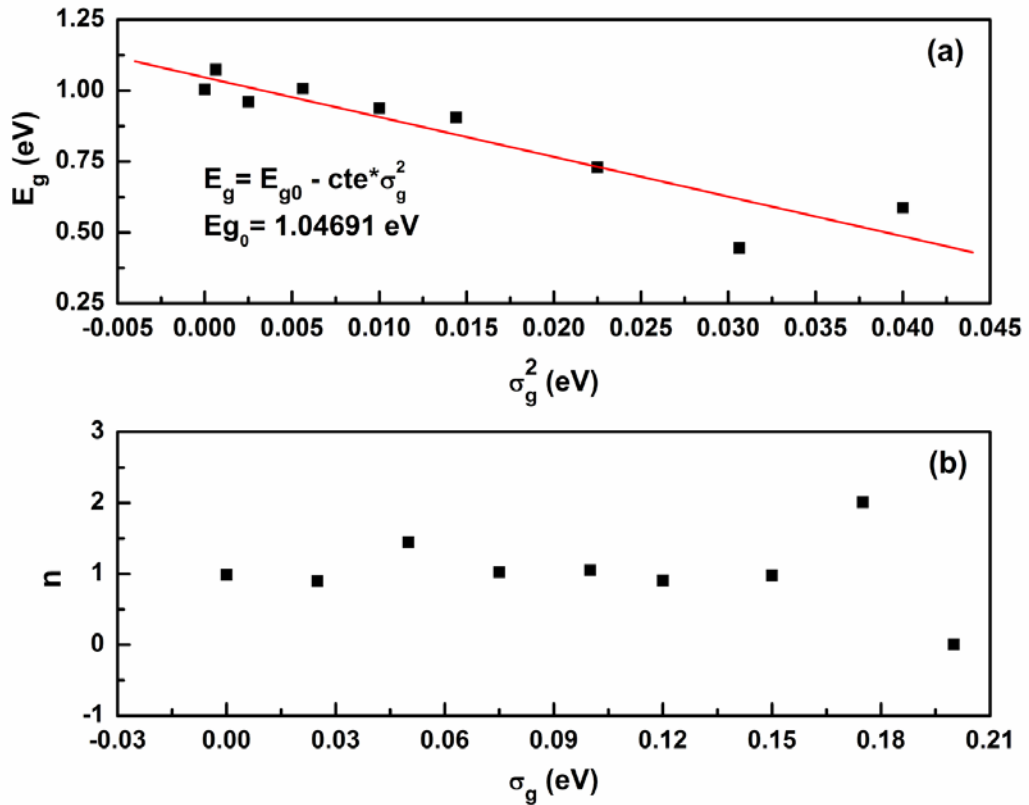


Figure III.20. Effet de σ_g sur les paramètres de la structure solaire, (a) énergie de la bande interdite E_g , (b) facteur d'idéalité n

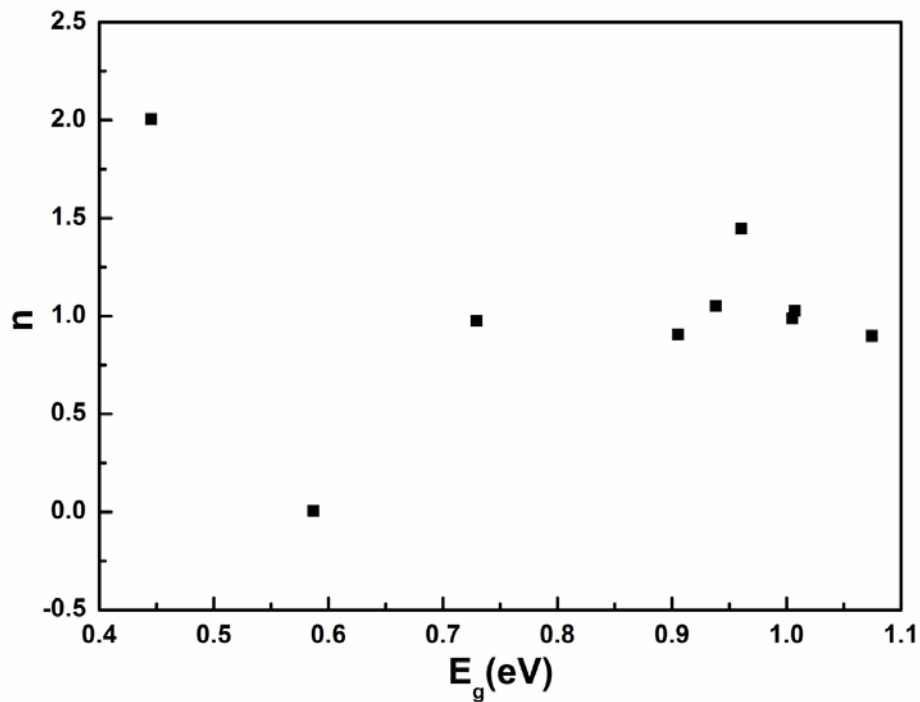


Figure III.21. Variation du facteur d'idéalité n en fonction de l'énergie de la bande interdite E_g d'une structure solaire simulée

III.3.2.2. INHOMOMENIETE DES STRUCTURES SOLAIRES ILLUMINEES

Le rendement de la structure solaire dépend de la tension de circuit-ouvert V_{oc} et du courant de court-circuit I_{sc} . En se basant sur les caractéristiques (I-V-T) simulées avec le modèle d'une diode (figure III.22) et en tenant compte de la résistance série R_s et de l'inductance parallèle G_p , l'extraction des paramètres V_{oc} , I_{sc} ainsi que l'effet de σ_g sur ces paramètres seront l'objet de cette section.

III.3.2.2.1. EFFET DE L'INHOMOMENIETE SUR LA TENSION DE CIRCUIT OUVERT V_{oc}

La tension de circuit ouvert V_{oc} (d'une structure solaire) obtenue de l'équation (III.7) est donnée comme suit :

$$V_{oc} = \frac{I_{ph} + I_s}{G_p} - \frac{I_s}{G_p} \exp\left(\frac{V_{oc}}{nV_{th}}\right) \quad (III.16)$$

où $V_{th} = KT/q$: tension thermique.

En supposant que le courant de saturation I_s est inhomogène (équation (III.14)), la solution de l'équation (III.16) donne la valeur de V_{oc} en fonction de σ_g . La variation de V_{oc} en fonction de l'inhomogénéité σ_g pour différentes valeurs de G_p est représentée dans la figure III.23.a.

III.3.2.2.2. EFFET DE L'INHOMOMENIETE SUR LE COURANT DE COURT-CIRCUIT I_{sc}

L'expression du courant de court-circuit I_{sc} (d'une structure solaire) à partir de l'équation (III.7) est donnée comme suit :

$$I_{sc} = I_s \exp\left[\frac{-I_{sc}R_s}{nV_{th}}\right] - I_s - I_{sc}R_sG_p - I_{ph} \quad (III.17)$$

Le tracé de I_s en fonction de la résistance série R_s pour différents valeurs de l'inductance G_p est illustrée dans la figure III.24 dans le cas d'une structure solaire inhomogène ($\sigma_g = 0.1eV$) simulée. Une variation linéaire est observée pour le courant I_{sc} en fonction de G_p de cette structure solaire inhomogène (figure III.25).

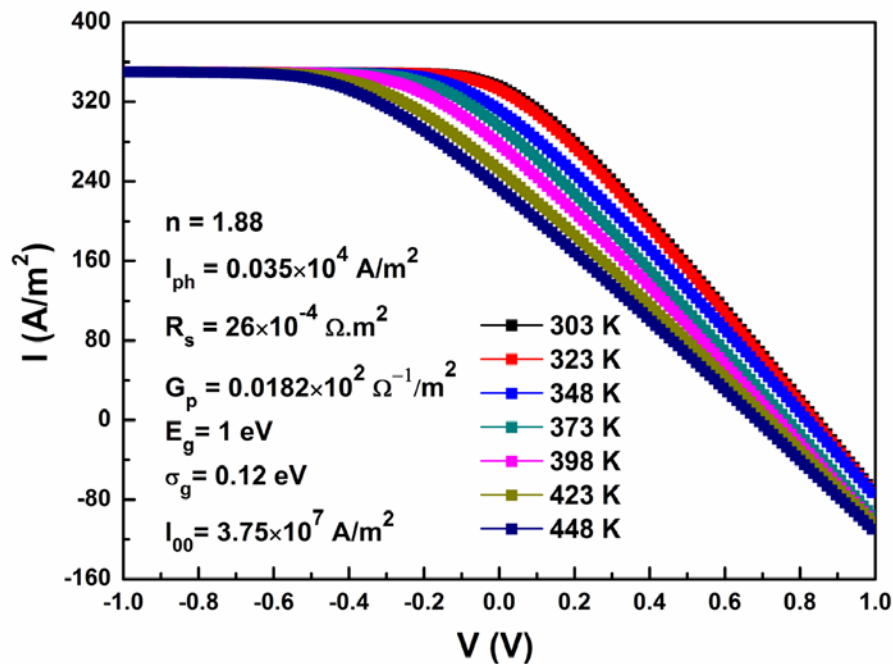


Figure III.22. Caractéristique I-V-T de la structure solaire simulée avec le modèle

d'une seule diode par la fonction de Lambert W

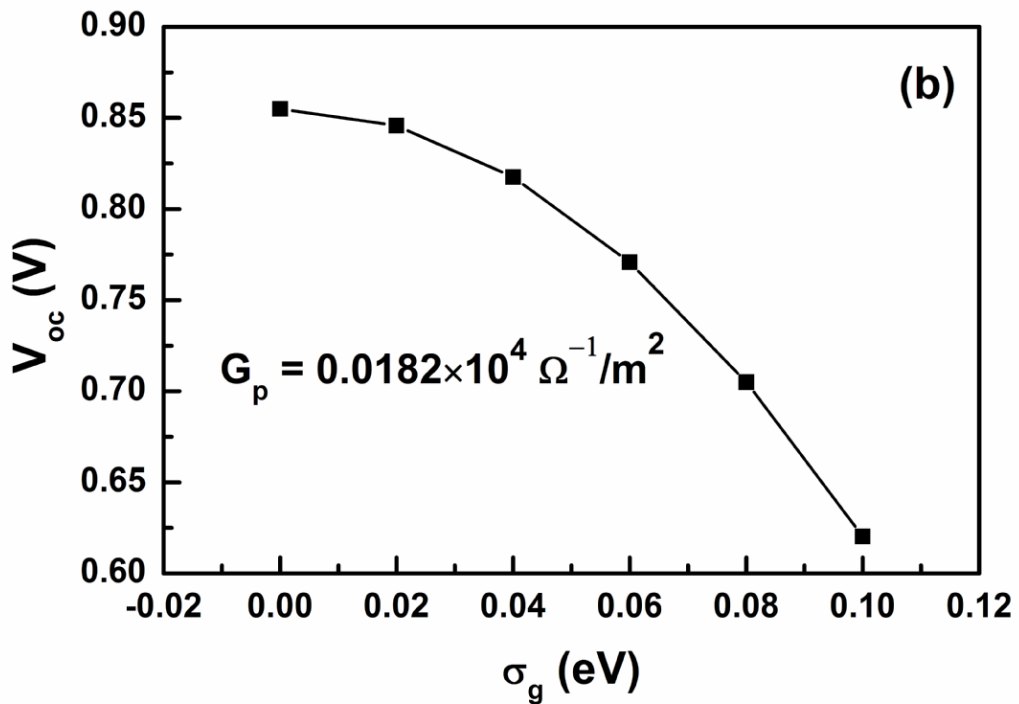
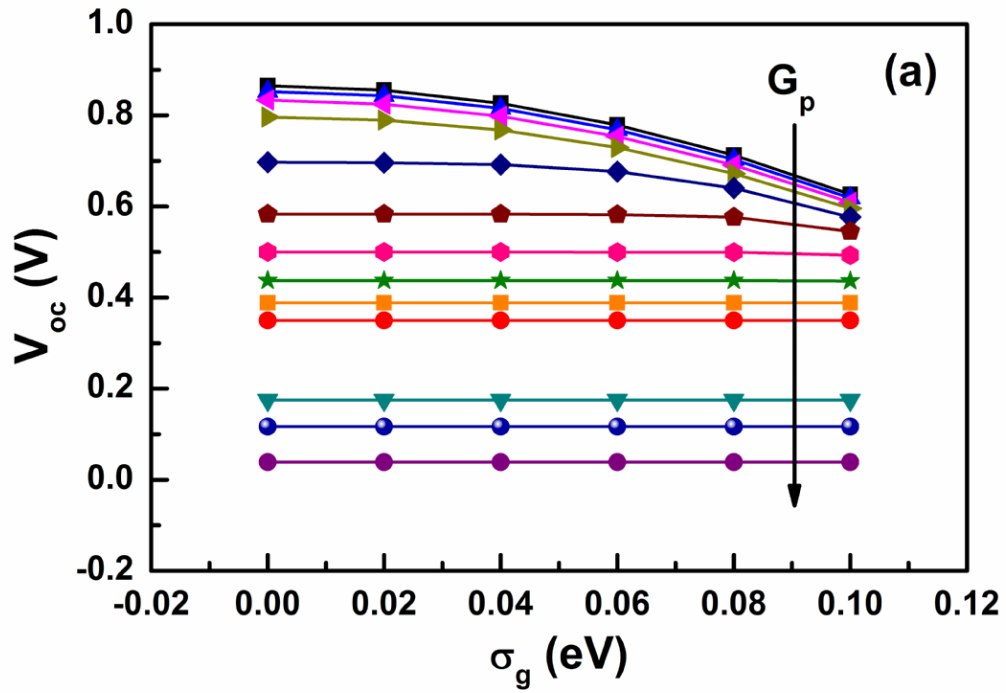


Figure III.23. (a) Effet de l'inhomogénéité σ_g sur la tension de circuit ouvert V_{oc} pour différentes valeurs de G_p : $[0.01, 0.9]/10^{-4} \Omega^{-1}/m^2$, $\{T=300 \text{ K}, n=1.25, R_s=10^{-6} \Omega.m^2, I_{ph}=0.035.10^4 \text{ A}/m^2\}$, (b) Variation de la tension V_{oc} avec l'inhomogénéité σ_g

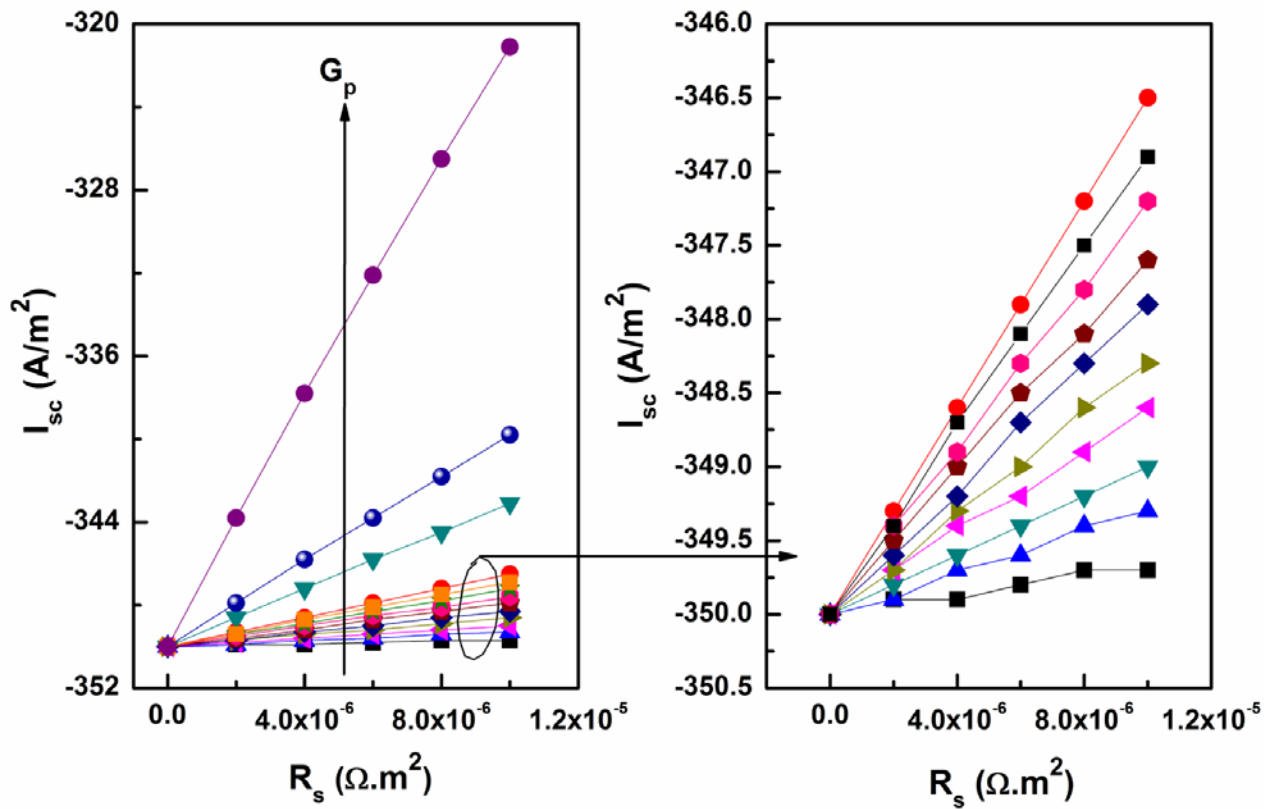


Figure III.24. Tracé du courant de court-circuit I_{sc} en fonction de R_s pour différentes valeurs de G_p : $[0.01, 0.9]/10^{-4} \Omega^{-1}/m^2$, $\{T=300K, n=1.25, \sigma_g=0.1 \text{ eV}\}$ pour une structure solaire simulée

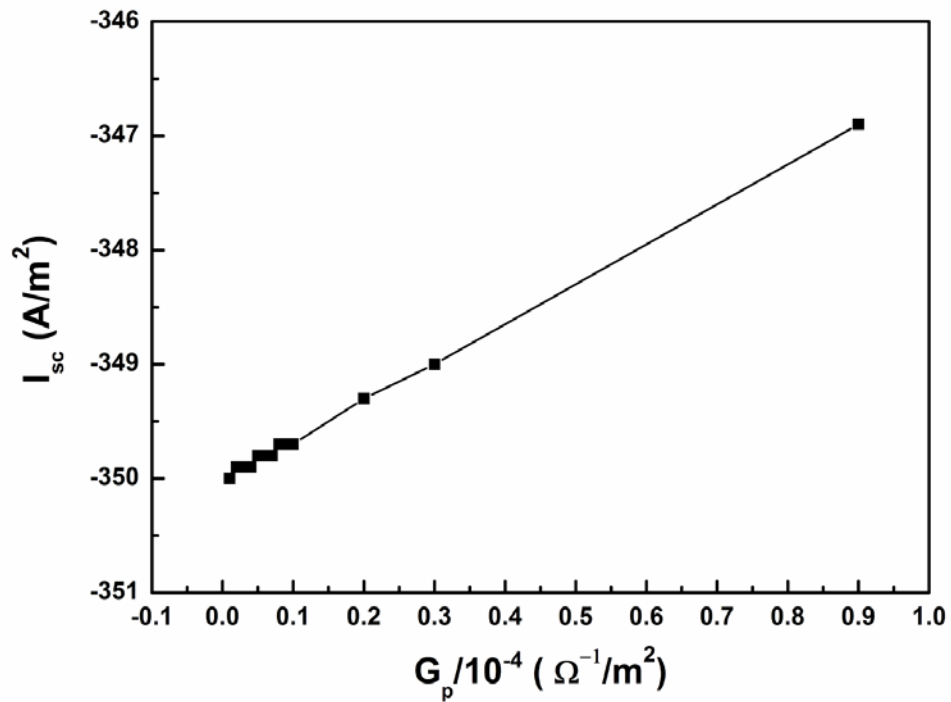


Figure III.25. Variation du courant I_{sc} en fonction de G_p pour une inhomogénéité $\sigma_g=0.1\text{eV}$

III.4. DISCUSSIONS

Pour la cellule solaire l'erreur relative des niveaux de bruit [0% - 10%] pour différentes valeurs de résistance série R_s ne dépasse pas les 60% pour le courant de saturation I_s , la résistance série R_s , le facteur d'idéalité n et la conductance parallèle G_p et elle est de l'ordre de 10% pour le photocourant I_{ph} (figure III.10), alors qu'elle est très faible (de 1% jusqu'à 35%) pour R_s , n , G_p et I_{ph} dans le cas du module solaire (figure III.11). On constate aussi que pour le module solaire l'erreur relative du courant I_s augmente considérablement lorsque le niveau de bruit augmente ce qui perturbe le réseau des cellules solaires.

On peut accepter ces grandeurs d'erreur relative pour un niveau de bruit allant jusqu'à 10% comparé à la réalité, par ce que dans les systèmes de haute technologies le bruit ne dépasse pas les 10%.

La matrice des paramètres [I_s , R_s , n , G_p] ainsi que la distribution spatiale de la barrière de potentiel ϕ_B dépendent de la technologie de fabrication, on peut donc minimiser l'ordre de grandeurs de ses erreurs et les anomalies de ϕ_B en améliorant les technologies de réalisations de ces composants électroniques et leurs interfaces ou en améliorant le modèle de la cellule (module) solaire et du contact Schottky.

L'utilisation du modèle Gaussien explique l'inhomogénéité de la distribution spatiale de la barrière de potentiel ϕ_B des structures solaires type métal-semiconducteur et de l'énergie de la bande interdite E_g des structures solaires type jonction pn. Ce modèle permet l'extraction des paramètres caractérisant ces structures. Les valeurs des paramètres extraits sont en très bon accord avec les valeurs simulées (théoriques). On a observé une stabilité du facteur d'idéalité n (figure III.20.b) pour une valeur d'inhomogénéité σ_g au alentour de [0.05, 0.15] eV. Ceci nous confirme que le choix de la technologie de fabrication des interfaces est crucial afin de minimiser au maximum l'inhomogénéité dans ces structures solaires.

D'après la figure III.23.b, on remarque bien que l'augmentation de l'inhomogénéité σ_g de l'énergie de la bande interdite E_g , minimise la valeur de la tension V_{oc} . Ceci a pour effet d'altérer la puissance de la cellule solaire. On constate aussi que I_{sc} augmente et la tension V_{oc} diminue lorsque la conductance parallèle G_p augmente (figure III.25).

On en conclue que pour avoir un système solaire stable avec une puissance considérable, on doit faire un compromis entre les valeurs de tous les paramètres modélisant ce système et ses grandeurs physiques. En perspective, il serait très intéressant d'étudier la variation de

la puissance maximale P_m en fonction de G_p . Cette étude est très utile et devrait faire l'objet d'une analyse ultérieure.

Dans ce chapitre, l'homogénéité et l'inhomogénéité du courant de saturation dans les structures solaires de type métal-semiconducteur et de type jonction pn simulées avec la fonction de Lambert W, ont été étudiées. L'extraction des paramètres caractérisant les cellules et les modules solaires est faite avec la VOM. L'effet de l'inhomogénéité de la bande interdite E_g dans les structures solaires sur la tension à circuit ouvert V_{oc} et sur le courant de court circuit I_{sc} est analysé.

En résumé, l'utilisation de la méthode d'optimisation verticale VOM par le biais de la fonction de Lambert W dans les structures solaires (homogènes et inhomogènes) nous a permis l'extraction des cinq paramètres caractérisant ses modèles. Comme c'est déjà montré, le modèle de Werner explique très bien les différentes anomalies qui ont été observées dans ces structures à travers l'inhomogénéité de la barrière de potentiel ϕ_B et de l'énergie de la bande interdite E_g .

REFERENCES DU CHAPITRE III

- [1] M. CHEGAAR, Z.OUENNOUGHI, F. GUECHI, "Extracting dc parameters of solar cells under illumination", *Vacuum*, Vol.75, pp 367-372, 2004.
- [2] F. HAMIDA, *Modélisation des phénomènes de transport et étude du rendement dans les structures métal/isolant/semiconducteur*, Thèse de Doctorat d'Etat, Dépt. Phys., Fac. Sci., Univ. Sétif, 2002.
- [3] D.K.SCHRODER, *Semiconductor Material and Device Characterization*, Wiley, New York, 1988.
- [4] C. L. GARRIDO-ALZAR, "Algorithm for Extraction of Solar Cell Parameters from I-V Curve Using Double Exponential Model", *Renewable Energy*, Vol. IO, No. 213, pp 125-128, 1997.
- [5] P.O.GRABITZ, U.RAU, J.H.WERNER, "A multi-diode model for spatially inhomogeneous solar cells," *Thin Solid Films*, Vol.487, pp 14-18, 2005.
- [6] U. RAU, P. O. GRABITZ, J. H. WERNER, "Resistive limitations to spatially inhomogeneous electronic losses in solar cells", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.85, No.24, pp 6010-6012, 2004.
- [7] R.M.CORLESS, G.H.GONNET, D.E.G.HARE, D.J.JE.REY, D.E.KNUTH, ON THE LAMBERT W , *Function Advances in Computational Mathematics*, Vol.5, pp 329-359, 1996.
- [8] D. A. BARRY, P. J.CULLIGAN-HENSLEY, S. J. BARRY , "Real Values of the W-Function, *ACM Transactions on Mathematical Software*, Vol. 21, No. 2, pp 161-171, 1995.
- [9] R.S. R.VALLURI, D.J.JEFFREY, R.M.CORLESS, "Some applications of Lambert W function to physics", *Can. J.Phys.*, Vol., pp 1-8, 1998.
- [10] ST.C. BANWELL, A. JAYAKUMAR, "Exact analytical solution for current flow through diode with series resistance," *Electronics letters*, Vol. 36 No. 4, pp 291-292, 2000.
- [11] FRANÇOIS CHAPEAU-BLONDEAU, ABDELILAH MONIR, "Numerical Evaluation of the Lambert W Function and Application to Generation of Generalized Gaussian Noise With Exponent 1/2," *IEEE TRANSACTIONS ON SIGNAL PROCESSING*, Vol. 50, No.9, pp 2160-2165, 2002.
- [12] JEAN-MICHEL CAILLOL, "Some applications of the Lambert W function to classical statistical mechanics," *J. Phys. A: Math. Gen.*, Vol.36, pp 10431-10442, 2003.
- [13] ADELMO ORTIZ-CONDE, FRANCISCO J.GARCI'A SA'NCHEZ, "Extraction of non-ideal junction model parameters from the explicit analytic solutions of its I-V characteristics," *Solid-State Electronics*, Vol.49, pp 465-472, 2005.
- [14] YANGQUAN CHEN, KEVIN L. MOORE, "Analytical stability bound for delayed

second-order systems with repeating poles using Lambert function W," *Automatica*, Vol.38, pp 891-895, 2002.

[15] J.-Y.PARLANGE, D.A. BARRY, R. HAVERKAMP, "Explicit infiltration equations and the Lambert W-function," *Advances in Water Resources*, Vol.25, pp 1119-1124, 2002.

[16] ADELMO ORTIZ-CONDE, FRANCISCO J. GARCIA SANCHEZ, JUAN MUCI, "New method to extract the model parameters of solar cells from the explicit analytic solutions of their illuminated I–V characteristics", *Solar Energy Materials & Solar Cells*, Vol.90, pp 352-361, 2006.

[17] A. ORTIZ-CONDE, YUANSHENG MA, J. THOMSON, E. SANTOS, J.J. LIOU,F.J. GARIA, SAA NCHEZA, M. LEIA, J. FINOLD, P. LAYMAN, "Direct extraction of semiconductor device parameters using lateral optimization method", *Solid-State Electronics*, Vol.43, pp 845-848, 1999.

[18] A. FERHAT-HAMIDA, Z. OUENNOUGHI, A. HOFFMANN, R. WEISS, "Extraction of Schottky diode parameters including parallel conductance using a vertical optimization method", *Solid-State Electronics*, Vol.46, pp 615–619, 2002.

[19] G. A. GOW and C. D. MANING, "Development of photovoltaic array model for use in power-electrons simulation studies", *IEE Proc.-Electr. Power Appl.*, Vol.146, No. 2, 1999.

[20] H.MATHIEU, *Physique des Semiconducteurs et des Composants Electroniques*, Masson, Paris, 1998.

[21] K.BOUZIDI, M.CHEGAAR, A.BOUHEMADOU, "Solar cells parameters evaluation considering the series and shunt resistance", *Solar Energy Materials & Solar Cells*, Vol. 91, pp 1647–1651, 2007.

[22] T.EASWARAKHANTHAN, J.BOTTIN, I.BOUHOUC, C. BOUTRIT, "Nonlinear minimization algorithm for determining the solar cell parameters with microcomputers," *Int. J. Solar Energy*, Vol.4, pp 1-12, 1986.

[23] JURGEN H. WERNER, HERBERT H. GUTTLER, "Barrier inhomogeneities at Schottky contacts", *J. Appl. Phys.*, Vol.69, No.3, pp1522-1533, 1991.

[24] O.TUZUN, S.OKTIK, S.ALTINDAL, T.S.MAMMADOV, "Electrical characterization of novel Si solar cells", *Thin Solid Films*, Vol. 511–512, pp 258-264, 2006.

[25] JURGEN H. WERNER, HERBERT H. GUTTLER, "Transport Properties of Inhomogeneous Schottky Contacts", *Physica Scripta*, Vol.T39, pp 258-264, 1991.

CONCLUSIONS GENERALES

CONCLUSIONS GENERALES

Le but de notre travail était l'étude de l'inhomogénéité de la barrière de potentiel dans les diodes Schottky et les systèmes solaires et l'extraction des paramètres caractérisant ces structures. Le travail de thèse a été présenté en trois chapitres.

Dans un premier lieu, on s'était intéressé aux mécanismes de transport de charges dans les diodes Schottky. La théorie principale qui décrit le courant circulant dans ces structures est celle de l'émission thermoionique. 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. D'autres phénomènes plus ou moins importants, ont été observés tel que : le courant de tunnel, le courant des charges minoritaires, le courant de recombinaison, le courant de fuite... Par la suite, une étude théorique sur la nature de l'inhomogénéité de la barrière de potentiel est présentée. L'explication des anomalies observées, lors de la comparaison des données expérimentales et simulées, est basée sur cette étude.

En deuxième lieu, on a étudié les structures Schottky simulées et réelles pour mettre en évidence l'inhomogénéité de la barrière de potentiel à l'interface métal-semiconducteur et en dernier lieu, on s'est intéressé à l'inhomogénéité et son effet sur les structures solaires simulées.

Pour réaliser notre but, on a adopté la méthode d'optimisation verticale (VOM) avec l'utilisation de la fonction de Lambert W (pour contourner le problème implicite des caractéristiques I-V des diodes Schottky et des cellules solaires) et le modèle de Werner qui explique les anomalies causées par l'inhomogénéité de la barrière de potentiel ϕ_B . Ce modèle a été utilisé pour l'extraction des paramètres caractérisant l'inhomogénéité tel que : $\bar{\phi}_B$, σ_0 , T_0 , φ_2 , φ_3 , A^* , n pour les diodes Schottky, les cellules solaires simulées de type métal-semiconducteur et E_g , σ_g , V_{oc} , I_{sc} pour les structures solaires simulées de type jonction pn.

Les structures réelles traitées dans cette thèse sont : les diodes Schottky de tungstène et de molybdène réalisées sur un substrat 4H-SiC type n : W/4H-SiC, Mo/4H-SiC.

L'analyse des caractéristiques I-V-T (mode direct) de ces structures nous donne les résultats suivants : la valeur de la barrière de potentiel ϕ_B et de la constante de Richardson A^* trouvés pour la structure de tungstène W/4H-SiC ($\Phi_{\beta 0}=1.277\text{eV}$ avec une déviation $\sigma_s=0.092\text{V}$, $A^*=145\text{A/cm}^2\text{K}^2$) sont très proche à celles données par la théorie ($\Phi_{\beta}=1.25\text{eV}$, $A^*=146\text{A/cm}^2\text{K}^2$).

L'analyse de l'effet T_0 typique à l'inhomogénéité a permis de déterminer les valeurs des paramètres suivants : $\varphi_2 = -0.010$, $\varphi_3 = -3.7\text{mV}$, $\xi=-0.02$ et $T_0 = 21.69\text{K}$.

Pour la structure du molybdène Mo/4H-SiC, l'étude est faite sur deux diodes avec différents diamètres :

- Pour l'échantillon de diamètre $D = 150\mu\text{m}$: la caractérisation des I-V-T a donné les valeurs de $\Phi_B = 1.231\text{eV}$ et $A^*= 146.00019\text{A/cm}^2\text{K}^2$.

Les paramètres liés à l'inhomogénéité ont été aussi déterminés :

$$\varphi_2 = -0.23249, \varphi_3 = -0.01343 \text{ V}, \sigma_0 = 0.10366 \text{ V}, \xi = -0.0648, T_0 = 73.15651\text{K}.$$

- Pour l'échantillon de diamètre $D = 200\mu\text{m}$, l'étude de l'inhomogénéité a donné les résultats suivants :

$$\varphi_2 = -0.03776, \varphi_3 = -0.00278 \text{ V}, \sigma_0 = 0.09036 \text{ V}, \Phi_{B0} = 1.18259\text{eV}, \xi = -0.01543, T_0 = 25.98408\text{K}, A^* = 146.00068 \text{ A/cm}^2\text{K}^2.$$

La caractérisation graphique du tracé (G/I) en fonction de G (G : conductance = dI/dV) des structures Mo/4H-SiC pour différents diamètres a donné les résultats suivants :

- $D = 300\mu\text{m}$, \bar{R}_s (moyenne de la résistance série pour différentes températures) = 12.40615Ω , $\bar{n} = 1.05126$, $\bar{\phi}_B = 0.93274\text{eV}$, $\bar{I}_s = 4.84027 \cdot 10^{-13}\text{A}$.
- $D=200\mu\text{m}$, $\bar{R}_s = 17.81737\Omega$, $\bar{n} = 1.05752$, $\bar{\phi}_B = 0.91296\text{eV}$, $\bar{I}_s = 1.67707 \cdot 10^{-12}\text{A}$.
- $D=150\mu\text{m}$, $\bar{R}_s = 21.58023\Omega$, $\bar{n} = 1.06797$, $\bar{\phi}_B = 1.01901\text{eV}$, $\bar{I}_s = 1.22826 \cdot 10^{-12}\text{A}$.

L'effet du bruit sur les contacts Schottky et les cellules-modules solaires a été étudié. Les paramètres extraits pour une cellule solaire à différents niveaux de bruit (par exemple $I_s=5.586396 \cdot 10^{-7}\text{A}$, $R_s=4.496356 \cdot 10^{-2}\Omega$, $n=1.557353$, $G_p=1.999999 \cdot 10^{-1}\Omega^{-1}$, $I_{ph}=7.615755 \cdot 10^{-1}\text{A}$ déterminés avec un bruit de 5%) sont très proche à ceux donnés théoriquement ($I_s=0.325 \cdot 10^{-6}\text{A}$, $R_s=0.0454\Omega$, $n=1.5$, $G_p=0.2\Omega^{-1}$, $I_{ph}=0.762\text{A}$).

Une étude détaillée a été faite sur l'erreur relative des paramètres extraits à différents niveau de bruit pour les cellules et modules solaires et les diodes Schottky.

L'inhomogénéité des cellules solaires de type métal-semiconducteur a été aussi étudiée. Les paramètres de l'inhomogénéité de ces structures ont été tirés des caractéristiques (I-V-T) simulées ($\phi_B(\text{fit})=1.2770\text{eV}$, $\sigma_0(\text{fit})=0.1200\text{V}$, $A^*(\text{fit})= 146.1275\text{A/cm}^2\text{K}^2$) et sont en excellent accord avec les paramètres avec lesquels nous avons simulé nos caractéristiques ($\phi_B(\text{simulée})=1.277\text{eV}$, $\sigma_0(\text{simulé})=0.12\text{V}$, $A^*(\text{simulé})= 146\text{A/cm}^2\text{K}^2$).

Les paramètres liés à l'inhomogénéité de l'énergie de la bande interdite des structures solaires type jonction pn qui ont été déterminés à partir du fit ($\bar{E}_g(\text{fit}) = 1.73024 \cdot 10^{-19} \text{ J}$, $\sigma_g(\text{fit}) = 0.09446 \text{ eV}$) sont en très bon accord avec les valeurs simulées ($\bar{E}_g(\text{simulée}) = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$, $\sigma_g(\text{simulé}) = 0.12 \text{ eV}$).

Parmi les résultats obtenus, nous avons constaté que le facteur d'idéalité n ne varie pas considérablement ($n \approx 1$) lorsque l'inhomogénéité σ varie entre 0.05 eV et 0.15 eV . Cette analyse montre que l'état de l'interface joue un rôle très important dans l'idéalité du composant électronique, par conséquent le choix de la technologie de fabrication de ces structures est crucial afin de minimiser au maximum l'inhomogénéité de l'interface métal semiconducteur.

L'étude de l'inhomogénéité de la barrière de potentiel et de l'énergie de la bande interdite des diodes Schottky et des cellules solaires simulées a donné des résultats qui sont en très bon accord avec les valeurs théoriques, ce qui montre la fiabilité de la méthode VOM que nous avons adopté et l'utilité de la fonction de Lambert W pour l'extraction des paramètres des structures Schottky et des structures solaires.

Les résultats de ce travail mettent en évidence l'inhomogénéité des structures étudiées. Nous avons constaté aussi que le modèle de Werner s'applique bien dans ces structures. D'après ce modèle, l'origine des anomalies observées sont les fluctuations spatiales de la barrière de potentiel à l'interface du métal-semiconducteur ou de la jonction pn. D'autres origines de l'inhomogénéité ne sont pas exclus et la recherche d'une théorie générale décrivant l'inhomogénéité et qui pourrait expliquer toutes les anomalies observées et faire une corrélation avec le modèle homogène, est toujours en cours.

En perspectives, il serait très intéressant d'étudier l'inhomogénéité dans les structures à base de semiconducteurs (SiC) en mode inverse et à basse température tout en introduisant l'aspect quantique dans le mécanisme de transport du courant électrique dans ces composants électroniques.

ANNEXES

ANNEXE A

DESCRIPTION DES ECHANTILLONS UTILISES

Structures P6 : Implantation au Mo	Description De la structure	Diamètres G, M, S	Dose Carbonique (cm ⁻²) A, B, C
P6A	Mo/SiC/Mo	Diamètre : G: 300 µm	A : 1.2 E12
P6B	Mo/SiC/Mo	Diamètre : M: 200 µm	B : 7E12
P6C	Mo/SiC/Mo	Diamètre : S: 150 µm	C : 3.5E13

Tableau A.1. Description des échantillons Mo/4H-SiC

ANNEXE B

SYSTEME DE GROMOV POUR LA DIODE SCHOTTKY

a) EQUATION DE GROMOV

$$f(x) = C_0 + C_1x + C_2Ln(x) \quad (B.1)$$

Les valeurs de C_0 , C_1 , C_2 peuvent être obtenues par la méthode des moindres carrées ce qui donne le système d'équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_1 \sum_{i=1}^N I_i^2 + C_2 \sum_{i=1}^N I_i Ln(I_i) + C_0 \sum_{i=1}^N I_i = \sum_{i=1}^N I_i V_i \\ C_1 \sum_{i=1}^N I_i + C_2 \sum_{i=1}^N Ln(I_i) + C_0 N = \sum_{i=1}^N V_i \\ C_1 \sum_{i=1}^N I_i Ln(I_i) + C_2 \sum_{i=1}^N Ln^2(I_i) + C_0 \sum_{i=1}^N Ln(I_i) = \sum_{i=1}^N V_i Ln(I_i) \end{array} \right. \quad (B.2)$$

b) RESOLUTION [par la méthode de Gauss-Jordan]

$$\begin{aligned} R &= C_1 \\ n &= BC_2 \\ \phi_B &= B^{-1} C_0 / C_2 + B^{-1} Ln(Is) \end{aligned} \quad (B.3)[1]$$

ANNEXE C

CALCUL DES DERIVEES DU COURANT I_{th} AVEC LA FONCTION DE LAMBERT W

a) MODELE DU COURANT

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{V - R_s I}{nV_{th}}\right) - 1 \right] + G_p (V - R_s I) - I_{PH} \quad (C.1)$$

$$I_s = AA^* T^2 e^{-B\phi_{B0}} \quad (C.2)$$

b) COURANT I_{th} AVEC LA FONCTION DE LAMBERT W

$$I = \frac{nV_{th}}{R_s} W \left[\frac{I_s R_s}{nV_{th} (1 + R_s G_p)} \exp\left(\frac{V + R_s (I_s + I_{ph})}{nV_{th} (1 + R_s G_p)}\right) \right] + \frac{VG_p - (I_s + I_{ph})}{1 + R_s G_p} \quad (C.3)$$

c) DERIVEES DE I_{th} (DIODE SCHOTTKY)

Les paramètres caractérisant la structure Schottky sont : $\{\phi_B, n, R_s\}$.

La matrice des paramètres extraits (on cite seulement les premières dérivés du courant I_{th}) est la suivante : $\{x=R_s, y=n, H=\phi_B, \text{tension}(j)=V, A1=A^*\}$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{y W \left(\frac{A A I T^2 e^{(-BH)} x B e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y} \right)}{B x} - A A I T^2 e^{(-BH)} \right) = \\
& - \frac{y W \left(\frac{A A I T^2 e^{(-BH)} x B e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y} \right)}{B x^2} + y^2 \\
& W \left(\frac{A A I T^2 e^{(-BH)} x B e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y} \right) \left(\frac{A A I T^2 e^{(-BH)} B e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y} \right) \\
& + \frac{A^2 A I^2 T^4 (e^{(-BH)})^2 x B^2 e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y^2} \left(\frac{A A I T^2 e^{(-BH)} B e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y} \right) \left(\frac{A A I T^2 e^{(-BH)} B e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y} \right) \\
& \left(1 + W \left(\frac{A A I T^2 e^{(-BH)} x B e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y} \right) \right) A A I T^2 e^{(-BH)} \\
& e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{y W \left(\frac{A A I T^2 e^{(-BH)} x B e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y} \right)}{B x} - A A I T^2 e^{(-BH)} \right) = \\
& \frac{W \left(\frac{A A I T^2 e^{(-BH)} x B e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y} \right)}{B x} + y^2 \\
& W \left(\frac{A A I T^2 e^{(-BH)} x B e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y} \right) \left(\frac{A A I T^2 e^{(-BH)} x B e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y^2} - \right. \\
& \left. \frac{A A I T^2 e^{(-BH)} x B e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y^2} - \frac{A A I T^2 e^{(-BH)} x B (\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B) e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y^3} \right) \\
& \left. \right) \Bigg/ \left(B^2 x^2 \left(1 + W \left(\frac{A A I T^2 e^{(-BH)} x B e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y} \right) \right) \right) A A I \\
& T^2 e^{(-BH)} e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial H} \left(\frac{y W \left(\frac{A A I T^2 e^{(-BH)} x B e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y} \right)}{B x} - A A I T^2 e^{(-BH)} \right) = y^2 \\
& W \left(\frac{A A I T^2 e^{(-BH)} x B e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y} \right) \left(\frac{x A A I T^2 B^2 e^{(-BH)} e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y} \right. \\
& \left. - \frac{A^2 A I^2 T^4 (e^{(-BH)})^2 x^2 B^3 e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y^2} \right) / \left(B^2 x^2 \right) \\
& \left(1 + W \left(\frac{A A I T^2 e^{(-BH)} x B e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)}}{y} \right) \right) A A I T^2 e^{(-BH)} \\
& e^{\left(\frac{\text{tension}(j) B + x A A I T^2 e^{(-BH)} B}{y} \right)} + A A I T^2 B e^{(-BH)}
\end{aligned}$$

ANNEXE D

SYSTEME D'EQUATIONS DE GROMOV MODIFIE POUR LA CELLULE SOLAIRE

a) EQUATION DE GROMOV MODIFIEE

$$f(I) = C_0 + C_1 I + C_2 \text{Ln}\left(I - \frac{I_C}{I_{PA}}\right) \quad (\text{D.1})$$

Les valeurs de C_0 , C_1 , C_2 peuvent être obtenues par la résolution du système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_1 \sum_{i=1}^N I_i^2 + C_2 \sum_{i=1}^N I_i \text{Ln}\left(1 - \frac{I_{ci}}{I_{PA}}\right) + C_0 \sum_{i=1}^N I_i = \sum_{i=1}^N I_i V_i \\ C_1 \sum_{i=1}^N I_i + C_2 \sum_{i=1}^N \text{Ln}\left(1 - \frac{I_{ci}}{I_{PA}}\right) + C_0 N = \sum_{i=1}^N V_i \\ C_1 \sum_{i=1}^N I_i \text{Ln}\left(1 - \frac{I_{ci}}{I_{PA}}\right) + C_2 \sum_{i=1}^N \text{Ln}^2\left(1 - \frac{I_{ci}}{I_{PA}}\right) \\ + C_0 \sum_{i=1}^N \text{Ln}\left(1 - \frac{I_{ci}}{I_{PA}}\right) = \sum_{i=1}^N V_i \text{Ln}\left(1 - \frac{I_{ci}}{I_{PA}}\right) \end{array} \right. \quad (\text{D.2})$$

b) RESOLUTION

$$\begin{array}{ll} R_S = -C_1 & G_P = \frac{G_A}{1 - G_A R_S} \\ n = BC_2 & I_{PH} = \frac{I_{PA}}{1 - G_A R_S} \\ I_0 = I_{PA} \exp\left(\frac{-C_0}{C_2}\right) & I_S = \frac{I_0}{1 - G_A R_S} \end{array} \quad (\text{D.3}) [1]$$

où les paramètres G_A , I_{PA} peuvent être tirés du fit linéaire de la caractéristique I-V réelle pour les basses tensions.

$$I = I_{PA} - G_A V \quad (D.4)$$

Structures Solaires	Module solaire T=318°K [2]	Cellule solaire T=300°K [3]	Cellule solaire T=318°K [3]	Cellule solaire T=306°K [2]
Rs (Ω)	1.076916	2.235554	1.962940	1.779671E-02
	1.2057*			0.0364*
n	52.946240	2.216545	2.392397	2.076741
	48.45*			1.4837*
Gp (Ω^{-1})	1.895936E-02	1.938520E-02	1.928329E-02	1.858615E-02
	0.00182*			0.0186*
Iph (A)	7.758133E-01	7.932385E-01	7.890685E-01	7.605415E-01
	1.0318*			0.7608*
Is (A)	7.104211E-06	7.087596E-07	4.440334E-06	2.143788E-05
	3.2876E-6*			0.3223 E-6*

*Paramètres donnés par la référence [2]

Tableau D.1. Extraction des paramètres caractérisant les systèmes solaires

REFERENCES DE L'ANNEXE B

- [1] D. GROMOV, V. PUGACHEVICH, "Modified methods for the calculation of real Schottky-diode parameters", Appl. Phys., Vol.A 59, pp331-333, 1994.

REFERENCES DE L'ANNEXE D

- [1] K. BOUZIDI, M. CHEGAAR, A. BOUHEMADOU, "Solar cells parameters evaluation considering the series and shunt resistance", *Solar Energy Materials & Solar Cells*, Vol. 91, pp1647–1651, 2007.
- [2] T. EASWARAKHANTHAN, J. BOTTIN, I. BOUHOUCHE AND C. BOUTRIT, "Nonlinear Minimization Algorithm for Determining the Solar cell Parameters with Microcomputers", *Int. J. Solar Energy*, Vol.4, pp1-12, 1986.
- [3] T. JERANKO, H. TRIBUTSCH, N.S. SARICIFTCI, J.C. HUMMELEN, "Patterns of efficiency and degradation of composite polymer solar cells", *Solar Energy Materials & Solar Cells*, Vol.83, pp247-262, 2004.

LISTE DES ARTICLES PUBLIES DANS LE CADRE DE CE TRAVAIL

- 1- Gaussian distribution of inhomogeneous barrier height in tungsten/4H-SiC (000-1) Schottky diodes, **S. Toumi**, A Ferhat-Hamida, L. Boussouar, A. Sellai, Z. Ouennoughi, H. Ryssel, Microelectronic Engineering, Vol.86, pp303-309, 2009.
- 2- On the difference in the apparent barrier height of inhomogeneous Schottky diodes with a Gaussian distribution, N.Rouag, L.Boussouar, **S.Toumi**, Z.Ouennoughi, Semicond.Sci.Technol, Vol.22, pp369-373, (2007).
- 3- Extraction of solar cell device parameters using Lateral optimization and Genetic Algorithm, A.F.Hamida, **S.Toumi**, Z.Ouennoughi, The third International Conference on Thermal Engennering : Theory and Applications, 21-23/05/2007.
- 4- Extraction of Solar cell device parameters using Lateral optimization, A.F.Hamida, Z.Djessas, **S.Toumi**, Z.Ouennoughi, Colloque international sur les Energies renouvelables (CER), Ouejda, Maroc, 4-5/05/2007.
- 5- Simulation of Electric Characteristic and Extraction of Solar cell device parameters using the Lambert function W, **S.Toumi**, Z.Ouennoughi, Z.Djessas, International Conference on Modeling and Simulation (MS'07 Algeria), Alger, Algerie, 2-4/07/2007.
- 6- Inhomogeneous barrier height and electrical properties of Mo/4H-SiC (000-1) Schottky contacts, **S. Toumi**, Z. Ouennoughi, A Ferhat-Hamida, Internal Conference on the Physics of Plasma, Semiconductor application, Antaliya, Turkie, Avril 2012.

RESUME

Dans ce travail on a étudié les caractéristiques électriques I-V en fonction de la température T des structures Schottky (métal-4H-SiC) et des structures solaires (cellules-modules). Notre caractérisation a pour but d'analyser la distribution spatiale de la barrière de potentiel ϕ_B dans les diodes Schottky et de l'énergie de la bande interdite E_g dans les structures solaires. L'analyse de l'inhomogénéité de la barrière ϕ_B et de l'énergie E_g est un critère très important pour comprendre le comportement physique des interfaces à semiconducteurs. Une étude comparative est faite pour des structures homogènes. On a adopté comme modèles de travail des outils de caractérisation très puissant tel que la méthode d'optimisation verticale VOM en utilisant la fonction de Lambert W et le modèle de Werner. Dans la première partie de ce travail nous avons utilisé la VOM pour l'extraction des paramètres des diodes Schottky (homogènes et inhomogènes) et des cellules-modules solaires. Dans la deuxième partie de ce travail, nous avons utilisé le modèle de Werner pour expliquer la physique de la barrière de potentiel ϕ_B dans les diodes Schottky de puissance à base de carbure de Silicium (Mo/4H-SiC et W/4H-SiC) et dans les structures solaires à partir des caractéristiques courant-tension en directe, à différents diamètres et à différentes températures. L'effet de l'inhomogénéité sur les performances des structures solaires tel que la tension de circuit ouvert V_{oc} et le courant de court-circuit I_{sc} a été aussi étudié. De meilleurs résultats ont été trouvés pour des caractéristiques (I-V-T) réelles et simulées, ce qui prouve la fiabilité et la puissance de nos programmes exécutés pour l'extraction des paramètres des structures Schottky et des structures solaires. Les résultats trouvés dans ce travail sont en très bon accord avec ceux donnés par la théorie.

ABSTRACT

In this work we have studied the I-V characteristics versus temperature T of the Schottky diode structures (metal-4H-SiC) and solar structures (cells-modules). Our characterization is aimed for the investigation of the spatial distribution of the barrier height ϕ_B in the Schottky diodes and of the band gap energy E_g for the solar structures. The analysis of the inhomogeneity of the barrier ϕ_B and the energy E_g is an important criterion to understand the behavior of the interfaces with semiconductors. A comparative study is made for homogeneous structures. The models used in our work for characterization are very strong: Vertical Optimization Method VOM using Lambert function W and Werner's model. In the first part of this thesis, we extract parameters of Schottky diodes (homogeneous and inhomogeneous structures) and solar cells-modules with VOM method. In the second part we use Werner's model to the I-V-T characteristics (direct mode) to explain the physics of the barrier ϕ_B in the Schottky structures (Mo/4H-SiC and W/4H-SiC with different diameters) and in the solar structures. In addition, we studied in this work the effect of the inhomogeneity on the solar structure's performances like the open circuit voltage V_{oc} and the short circuit current I_{sc} . Good results are found from the study of real and simulated I-V-T characteristics which prove the validity of our executed programs for the extraction of parameters of Schottky diodes and solar structures. The results found in this work are in very good agreement with those given by the theory.

ملخص

في هذا العمل قمنا بدراسة الخصائص الكهربائية I-V بدلالة درجة الحرارة T لشرائح الوصلات من نوع (métal-4H-SiC) و الشرائح الشمسية - خلايا و مجمعات - من خلال دراسة خصائص الشرائح أعلاه يمكننا تحليل التوزيع الفضائي للحاجز ϕ_B بالنسبة للصبامات الثنائية و للطاقة E_g بالنسبة للشرائح الشمسية.

إن تحليل عدم تجانس توزيع الحاجز ϕ_B و الطاقة E_g هو من أهم المعايير التي تعيننا على فهم فيزياء السطوح المصنوعة بالمواد نصف ناقلة. للقيام بهذه الدراسة اقترحنا في عملنا هذا اللجوء إلى نماذج نظرية قوية مثل: طريقة VOM ونموذج Werner.

في الجزء الأول من الأطروحة استخدمنا طريقة VOM لاستخراج الوسائط المميزة لوصلات Schottky (المتجانسة و غير المتجانسة) كما استعملناها للشرائح الشمسية. أما في الجزء الثاني استعنا بنموذج Werner لكي نشرح الفيزياء المتعلقة بالحاجز ϕ_B لوصلات Schottky من نوع (Mo/4H-SiC , W/4H-SiC) و للشرائح الشمسية عن طريق الخصائص الكهربائية I-V المباشرة بأقطار وصلات مختلفة و بدرجات حرارة مختلفة.

بالإضافة إلى ذلك تطرقنا في دراستنا إلى تحليل آثار عدم تجانس الشرائح بالنسبة إلى الوسائط المميزة للشرائح الشمسية مثل: التوتر V_{oc} و التيار I_{sc} .

أحسن النتائج توصلنا إليها من الخصائص الكهربائية الناتجة عن التجربة و عن المحاكاة مما يبين صلابة و قوة البرامج المستخدمة لاستخراج العناصر المميزة للشرائح المدروسة.

النتائج المتوصل إليها في عملنا هذا جد متوافقة مع النتائج المتوصل إليها نظريا.