



République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur
et de la Recherche Scientifique
Université de Tissemsilt



Faculté des Sciences et de la Technologie
Département des Sciences et de la Technologie

Mémoire de fin d'études pour l'obtention du diplôme
de Master académique en

Filière : **Electronique**

Spécialité : **Instrumentation**

Présenté par :

ZERADNA BENYOUCEF et CHAROUAG DJAMEL

Thème

**Caractérisation et modélisation des composants à
base de carbure de silicium SIC pour des
applications en électronique de puissance.**

Soutenu le, 20-06-2022.

Devant le Jury :

HABEL EL HADJ	Président	M.C.B.	Univ-Tissemsilt
REBEHI ABDELAZIZ	Encadreur	M.C.A.	Univ-Tissemsilt
MEHARRAR AOUED	Examineur	M.C.A.	Univ-Tissemsilt

Année universitaire : 2021-2022

Remerciements

Tous d'abord nous tenons à remercier le bon Dieu tout puissant et miséricordieux de nous avoir donné la force et le courage de mener à bien ce modeste travail.

Nous exprimons nos profondes gratitude et respectueuses reconnaissances à notre encadrant Dr.Rabehi Abdelaziz pour son encadrement, conseils et sacrifices afin de donner le meilleur et pour son suivi durant la période de préparation dénoter mémoire d'afin d'étude.

Nos remerciements vont aux membres du jury Dr. Habel El Hadj et Dr .Meharrar Aouad qui m'ont fait l'honneur d'accepter de jurer notre travail.

Nous adressons nos sincère remerciements à tous les professeurs qui par leurs conseils et leurs efforts durant tous les années passées nous sommes là, vraiment un grand remerciement pour leurs qualité d'enseignement qui nous a été dispensé.

DEDICACE

Au nom de Dieu le tout puissant ;

J'ai le plaisir à dédier ce modeste travail :

*A mes très chers parents qui m'ont donné la vie et qui m'ont fourni au
quotidien un soutien et*

*Une confiance sans faille. Aucune dédicace ne pourrait exprimer notre
respect.*

A mes frères et à mes sœurs.

A tous la famille Cherouag.

A tous la famille Zeradna

A tous la famille Rabehi

A tous la famille Ardjaane

A tous la famille Naoui

A mes encadreur, leur générosité et leur soutien je oblige de leurs

Témoigner mes profonds respects et mes loyales considérations.

A mes chers amis.

A tous qui me connaisse de près ou de loin.

CHAROUAG DJAMEL

DEDICACE

Au nom de Dieu le tout puissant ;

J'ai le plaisir à dédier ce modeste travail :

*A mes très chers parents qui m'ont donné la vie et qui m'ont fourni au
quotidien un soutien et*

*Une confiance sans faille. Aucune dédicace ne pourrait exprimer notre
respect.*

A mes frères et à mes sœurs.

A tous la famille Zeradna.

A tous la famille Cherouag

A tous la famille Rabehi

A tous la famille Sarbouh

A tous la famille Kacher

A mes encadreurs, leur générosité et leur soutien je oblige de leurs

Témoigner mes profonds respects et mes loyales considérations.

A mes chers amis.

A tous qui me connaisse de près ou de loin.

ZERADNA BENYOUCEF

Sommaire

Table des matières

Table des matières	1
Table des figures	5
Liste des tableaux	7
Introduction générale.....	8
Chapitre I : Généralités sur la diode Schottky.....	10
I.1 Introduction	11
I.2 Diagramme de bandes d'énergie	12
I.3 Polarisation de la structure Métal -Semi-conducteur	15
a) Premier cas	15
1 Polarisation directe	15
2 Polarisation inverse	15
b) Second cas	16
I.4 Zone de charge d'espace.....	17
a) Champ électrique.....	17
b) Potentiel électrostatique	18
c) Potentiel de diffusion	18
d) La largeur de la zone de charge d'espace.....	18
e) Charge totale de la zone de charge d'espace dans le semi-conducteur	19
f) Capacité d'un contact M-S.....	19
I.5 Les états d'interface	20
I.6 Mécanismes De Transport Dans Le Contact Schottky	21
I.6.1 Émission au dessus de la barrière.....	22
I.6.1.1 L'émission thermoïonique	22
I.6.1.2 Théorie de diffusion.....	24
I.6.1.3 Théorie de l'émission-diffusion.....	24
I.6.2 Courant par effet tunnel	25

I .6.3 Courant de génération-recombinaison	27
I .7 conclusion	27
Références Bibliographiques :	28
Chapitre II : Le carbure de silicium	30
II .1 Introduction	31
II .2 Les Propriétés de SiC	31
II .2.1 Structure cristalline	31
II .2.2 Propriétés physiques	34
II .2.3 Propriétés thermiques	35
II .2.4 Propriétés mécaniques	35
II .3 Dopage.....	36
II .3.1 Type N	36
II .3.1 Type P.....	36
II .4 Facteur de maritite	36
II .5 Croissance du sic	39
II .5.1 Historique et technique de croissance de Lely.....	39
II .5.2 épitaxie de sic.....	40
II .6 Les défauts dans le carbure de silicium	40
II .6.1 Les micro pipes	41
II .6.2 Les dislocations.....	41
II .7 Les applications	42
II .7.1 Application haute température.....	42
II .7.2 Application dans l'électronique de puissance.....	42
II .7.3 Application micro-ondes.....	42
II .8 Conclusion	43
Références Bibliographiques.....	44

Chapitre III : Résultats expérimentaux	46
III .1 Introduction	47
III .2 Description du matériel de mesure	47
III .3 Présentation de l'échantillon d'étude	48
III.4 Caractérisation électrique	48
III.5 Conclusion	51
Références bibliographiques	52
Conclusion générale	53
Résumé	55

Table des figures

Chapitre I : Généralités sur la diode Schottky

Figure I.1 : Coupe schématique d'une diode métal semi-conducteur. Pour minimiser l'effet de résistance série	11
Figure I.2 : Coupe d'une diode métal-semi-conducteur intégrée. Le contact du métal sur le zone N^+ constitue un contact ohmique.	11
Figure I.3 : Diagramme d'énergie d'un métal et d'un semi-conducteur de type n faiblement dopé avant contact et après contact. Après contact, si les niveaux du vide sont décalés, une courbure de bande apparaît.....	12
Figure I.4 : Contact métal-semi-conducteur avec $q \phi_m = q \phi_s$	13
Figure I.5 : Diagramme des bandes d'énergie d'un métal-semi-conducteur type(n) avec $\phi_m > q \phi_s$	14
Figure I.6 : Diagramme des bandes d'énergie d'un métal-semi-conducteur.....	15
Figure I.7 : Contact métal-semi-conducteur (n) avec $\phi_m > \phi_s$ sous polarisation. (a) Polarisation directe. (b) Polarisation inverse	16
Figure I.8 : Contact métal-semi-conducteur (n) avec $\phi_m < \phi_s$ sous polarisation. a)- Polarisation directe. b)- Polarisation inverse.....	16
Figure I.9 : Variation du carré de l'inverse de la capacité en fonction de la tension. La pente de la courbe permet de déterminer la valeur de la concentration de dopant et la hauteur de barrière à l'équilibre thermodynamique	20
Figure I.10 : Contact métal-semi-conducteur avec les états d'interface	21
Figure I.11 : Mécanismes de transport à travers d'une interface métal/semi-conducteur	22

Chapitre II : Le carbure de silicium

Figure II.1: Structure tétraédrique du carbure de silicium.	31
--	----

Figure II.2 : Arrangements des plans cristallins pour les poly types courants.....	32
Figure II.3: Structures cristallographiques du carbure de silicium.....	33
Figure II.4: La cellule unitaire des poly types hexagonaux de SIC.....	34
Figure II.5: Méthode de Lely modifiée.	39
Figure II.6: le principe du technique de croissance C V D pour l'élaboration du SIC	40
Figure II.7: Image d'une région contenant une micro pipe.	41

Chapitre III : Résultats expérimentaux

Figure III.1: Représentation du banc de mesure HP 4155 B utilisé pour la caractérisation courant-tension.	47
Figure III.2 : Schéma du circuit électrique utilisé pour caractérisation courant-tension.....	48
Figure III.3 : Caractéristiques courant-tension expérimentale de l'échantillon	49

Liste des tableaux

Chapitre II : Le carbure de silicium

Tableau II.1: Comparaison de quelques propriétés des différents polytypes SiC avec le Si et le GaAs.....	34
Tableau II.2 : Propriétés thermiques des poly types courants de SiC.	35
Tableau II.3: Propriétés mécaniques des poly types courants de SiC.....	36
Tableau II.4: Définition des facteurs de mérite.	38
Tableau II.5: Facteurs de mérite des semi-conducteurs courants.....	38

Chapitre III : Résultats expérimentaux

Tableau.III.1: Principales caractéristiques du contact Ni/SiC.....	48
--	----

Introduction générale

Introduction général

Depuis longtemps l'industrie des semi-conducteurs est basée sur l'utilisation du silicium (Si). Comme l'évolution des composants électroniques continue, nous sommes actuellement à la limite des propriétés physiques du silicium dans certains domaines d'application. Cette limite a motivé la recherche sur de nouveaux matériaux pouvant offrir des performances supérieures à celles du silicium. Il s'agit des semi-conducteurs à large bande interdite, dont le carbure de silicium (SiC). Sa large bande interdite, son champ électrique critique et sa vitesse de saturation des porteurs élevée donnent la possibilité de réaliser des composants dans des domaines de fonctionnement jusque-là inaccessibles avec le Si. Son avancement technologique fait du SiC actuellement un candidat alternatif au silicium, plus attractif que les autres semi-conducteurs à large bande interdite (diamant, AlN, GaN...).

Le SiC est en effet particulièrement intéressant pour la réalisation de composants haute tension grâce à son champ électrique critique élevée.

Ce travail de mémoire a pour objectif principal l'étude des caractéristiques électrique des diodes Schottky à base de 6H-SiC.

Afin de présenter l'essentiel de notre travail, nous allons donner à la mémoire, la structure suivante :

Le premier chapitre est consacré à une étude théorique du contact métal / semi-conducteur (diodes Schottky), ainsi que les modèles qui expliquent les phénomènes de transport de courant dans ces types de structures, à savoir le modèle à barrière homogène et le modèle à barrière inhomogène.

Dans le deuxième chapitre, nous exposons les caractéristiques structurelles et les principales propriétés du carbure de silicium.

Dans le troisième chapitre, nous allons étudier expérimentalement le comportement électrique de la structure Schottky Ni/6H-SiC. L'analyse des caractéristiques électriques de cette diode va permettre d'identifier les principaux paramètres mis en jeu dans le transport de charges.

Nous terminerons notre travail par une conclusion générale.

Chapitre I

Théorie du contact Schottky

I.1 Introduction

La diode Schottky est un contact de surface d'un métal avec un semi-conducteur, En général dopé est utilisée pour contrôler la direction du flux de courant dans un circuit.

Les diodes Schottky sont utilisées pour leur basse tension d'activation, leur temps de récupération rapide et leur faible perte d'énergie à des fréquences plus élevées. Ces caractéristiques rendent les diodes Schottky capables de reciter un courant en facilitant une transition rapide de l'état conducteur à l'état de blocage.

Les premières diodes furent découvertes par F. BRAUN en 1874 [1], bien que très anciennes, mais elles restent l'étude de recherche jusqu'à nos jours grâce à ces nombreuses applications. En fait, les diodes Schottky ont été largement utilisés pour une grande variété d'applications telles que les cellules solaires, photo détecteurs, transistors Schottky, des mélangeurs à microondes, diode Zener et divers circuits intégrés, la diode Schottky peut également être utilisée comme un condensateur variable dans des circuits paramétriques pour la multiplication de fréquence.

La structure de base d'une diode Schottky est un contact direct entre un métal et un semi-conducteur, peu dopé, tel que représenté figure I.1.

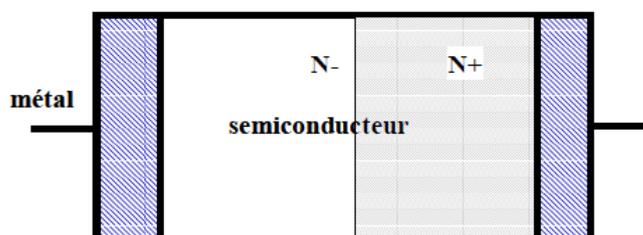


Figure I.1 : Coupe schématique d'une diode métal semi-conducteur. Pour minimiser l'effet de résistance série.

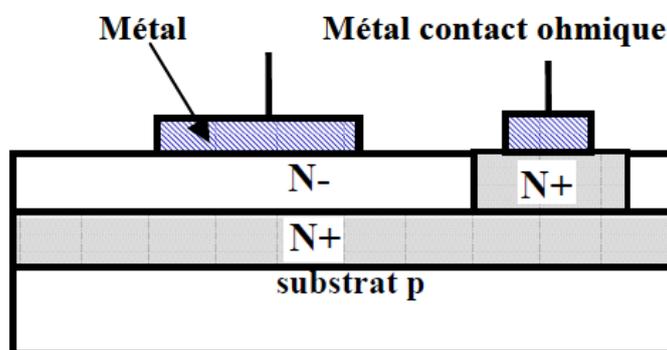


Figure I.2 : Coupe d'une diode métal-semi-conducteur intégrée. Le contact du métal sur la zone N^+ constitue un contact ohmique.

Dans les diodes intégrées, la couche de semi-conducteurs est en général peu dopée et crue par la technique de croissance épit axiale sur un substrat très dopé ou sur une couche très dopée enterrée afin de minimiser les effets de résistance série, l'effet diode se produisant essentiellement à proximité du contact réalisé sur la couche peu dopée. Dans ce cas les couches métalliques peuvent être constituées du même métal. Pour des effets spécifiques, les métaux peuvent aussi être différents mais cela complique le procédé de fabrication.

Le contact électrique du semi-conducteur est aussi réalisé avec un métal. Dans ce cas, il faut un contact ohmique. La présence des deux types de contacts sur la même structure fait apparaître la différence de comportement, a priori. Nous allons en premier lieu ne nous intéresser qu'à la structure simple entre un métal et un semi-conducteurs, moyennement dopé [1].

I.2 Diagramme de bandes d'énergie

Pour comprendre le diagramme d'énergie des jonctions métal semi-conducteur, il faut tout d'abord tracer le diagramme des deux matériaux indépendamment. La figure II.3 (avant contact) présente le diagramme d'un métal, le niveau de Fermi étant situé dans la bande de conduction, et d'un semi-conducteur, par exemple faiblement dopé n dans ce cas. Nous supposons la structure idéale, c'est à dire sans perturbation au niveau des liaisons chimiques du contact métal-semi-conducteur [2].

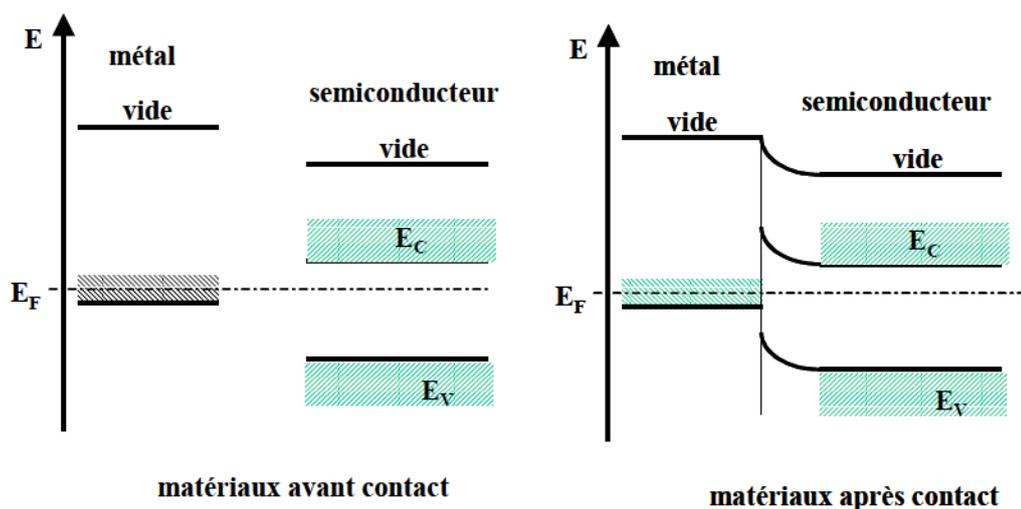


Figure I.3 : Diagramme d'énergie d'un métal et d'un semi-conducteur de type n faiblement dopé avant contact et après contact.

Le contact est ensuite réalisé comme présenté figure I.3. Le principe qui en régit l'établissement physique est l'alignement des niveaux de Fermi du métal et du semi-conducteur, puisque la structure est à l'équilibre thermodynamique.

Loin du contact, aussi appelé jonction, du coté semi-conducteur, les niveaux des bandes de valence, de conduction et du vide, E_V , E_C et E_{vide} conservent leur position respective par rapport à E_F . Le métal, restant une équipotentielle, approximation toujours valable si les densités de courant circulant dans la diode ne sont pas trop élevées, le niveau d'énergie du vide est continu au contact. Mais si les niveaux de départ du métal et du semi-conducteur sont différents, c'est-à-dire, si les travaux de sortie respectifs, ϕ_m et ϕ_s , sont différents, ce qui est le cas en général, une courbure de bande apparaît essentiellement dans le semi-conducteur, près de la zone de contact. A toute interface correspond une barrière énergétique. La structure de bande au voisinage de l'interface est conditionnée par la différence éventuelle des travaux de sortie du métal et du semi-conducteur. On envisage trois cas [2]:

a) $q\phi_m = q\phi_s$:

E_V, E_C, E_{vide} : les niveaux de bandes de valence . et $q\phi_s = E_f - N_V$

q : envoi électronique. et $q\phi_m = E_{fm} - N_V$

Si on prend le niveau de l'électron dans le vide N_V comme niveau de référence. Lediagramme énergétique dans chacun des matériaux est représenté sur la figure I.4.

Une fois le métal et le semi-conducteur sont mis au contact, les niveaux E_{Fm} et E_{Fs} s'alignent (voir figure I.4.) Dans la mesure où la condition $q\phi_m = q\phi_s$ reste respectée on dit que le système est en régime de bandes plates.

La barrière présentée aux électrons qui veulent transiter du métal vers le semi-conducteur est : χ : L'affinité électronique.

$$q\phi_B = q\phi_m - q\chi \tag{I.1}$$

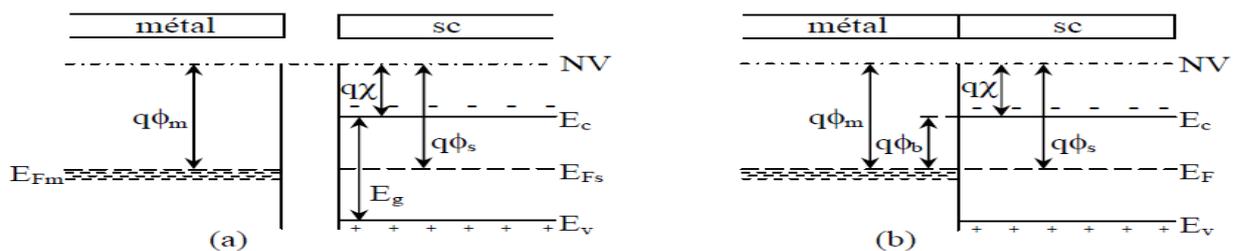


Figure I.4: Contact métal-semi-conducteur avec $q\phi_m = q\phi_s$.

b) $q\phi_m > q\phi_s$:

Au contact des deux matériaux, un certain nombre d'électrons vont donc transférer vers le métal et désertent le semi-conducteur. Un champ électrique interne va se créer pour lutter contre cette diffusion, un équilibre va se créer et le phénomène s'arrête lorsque l'alignement des niveaux de Fermi est réalisé. Ce passage entraîne une modification des bandes d'énergie, qui se courbent vers le haut ; les ions N_d^+ s'accumulent à l'interface en créant une zone de charge d'espace positive. Cette dernière est compensée par une charge négative due à l'accumulation d'un même nombre d'électrons du côté du métal. (voir Figure I.5.b) On dit que le système est en régime déplétion.

On a:

$$q\phi_B = q\phi_m - q\chi \tag{I-2}$$

$$qV_d = q\phi_m - q\phi_{sc} \tag{I-3}$$

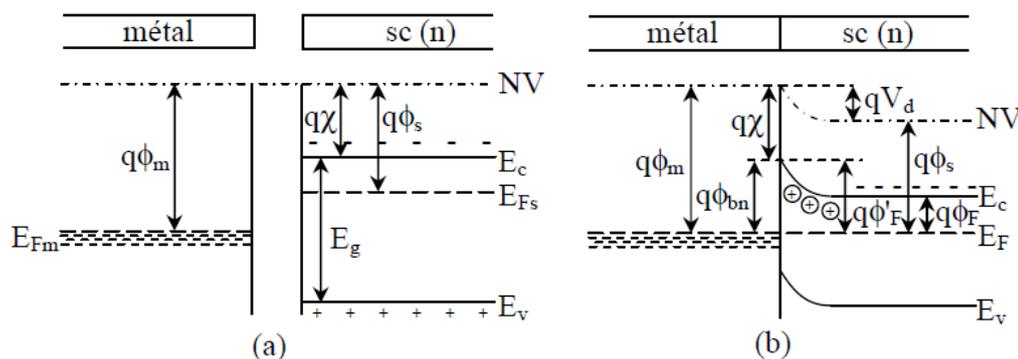


Figure I.5: Diagramme des bandes d'énergie d'un métal-semi-conducteur type(n) avec $q\phi_m > q\phi_s$ **(a)** : avant contact **(b)** : après contact.

Le phénomène de la zone de charges d'espace illustre bien un contact redresseur, on parle d'une diode Schottky.

c) $q\phi_m < q\phi_s$:

Dans ce cas le travail de sortie du métal est inférieur à celui du semi-conducteur, les électrons sont diffusés du métal vers le semi-conducteur, donc les niveaux E_0 , E_C , et E_V vont subir des déformations au niveau de l'interface de la jonction par conséquent, il apparaît une zone d'accumulation très peu étalée. Il en résulte une courbure vers le bas des bandes

d'énergie (voir Figure I.6), c'est le régime d'accumulation. Cette dernière conduira le courant dès qu'une tension sera appliquée, Le contact est ohmique.

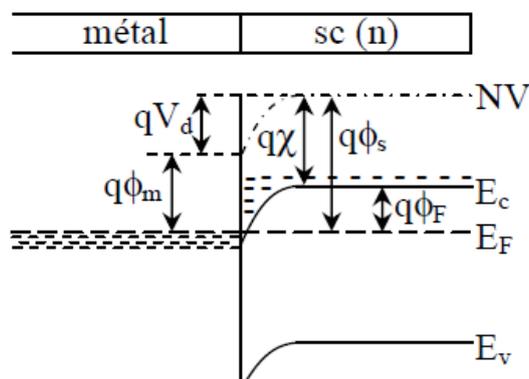


Figure I.6: Diagramme des bandes d'énergie d'un métal-semi-conducteur type(n) avec $\phi_m < \phi_s$

I.3 Polarisation de la structure Métal -Semi-conducteur

Nous allons voir l'effet de la polarisation de la structure MS sur les diagrammes des bandes, nous considérons les divers cas :

a) **Premier cas:** $q\phi_m > q\phi_{sc}$

● Polarisation directe ($V > 0$) :

Nous appliquons une tension positive par rapport au semi-conducteur. Le diagramme énergétique devient celui de la figure (I.7)

Les électrons de la bande de conduction du SC peuvent franchir la barrière de potentiel abaissée par la tension de polarisation V . Un courant direct passe (constitué des majoritaires <électrons>), c'est un courant du métal vers le semi-conducteur. Donc la bande conduction du semi-conducteur s'élève ce qui se traduit par une diminution de la barrière [2].

Dans le sens métal-semi-conducteur la barrière reste inchangée.

● Polarisation inverse :

Une tension négative par rapport au semi-conducteur est appliquée. Les électrons du métal ne peuvent pas passer par façon significative dans le semi-conducteur à cause de la barrière de Schottky. La bande de conduction du semi-conducteur est abaissée et la hauteur

de barrière s'élève (figure I.7), ce qui s'opposera à la diffusion des électrons et on a aucun flux possible dans le sens semi-conducteur-métal. La jonction est bloquée.

Le courant inverse évolue donc peu avec la polarisation inverse. Cet écoulement des porteurs reste limité par cette barrière (Schottky) qui est indépendante de la tension appliquée.

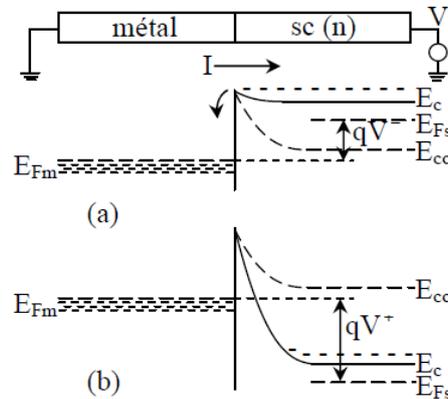


Figure I.7: Contact métal-semi-conducteur (n) avec $\phi_m > \phi_s$ sous polarisation [2].
 (a) Polarisation directe. (b) Polarisation inverse.

b) deuxième cas : $q \phi_m < q \phi_{sc}$

Appliquons une tension négative par rapport au semi-conducteur. La tension de polarisation est distribuée dans tout le volume du semi-conducteur. À l'équilibre la structure était en régime d'accumulation, donc tout électron qui arrive à l'interface dans le semi-conducteur passe librement dans le métal ($V < 0$) Le contact est ohmique (figure I.8.b), et vice versa dans le cas ($V > 0$).

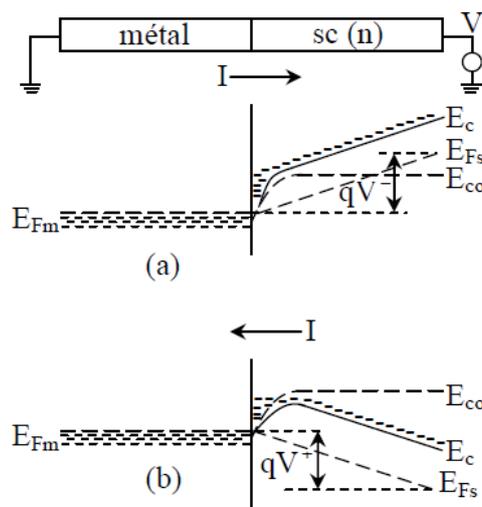


Figure I.8: Contact métal-semi-conducteur (n) avec $\phi_m < \phi_s$ sous polarisation [2].
 a)- Polarisation directe. b)- Polarisation inverse.

I.4 Zone de charge d'espace

La barrière Métal-semi-conducteur "n" où $q\phi_m > q\phi_{sc}$ présente à l'interface du côté SC une zone de charge d'espace. Nous allons étudier cette zone par la détermination des variations du champ électrique et du potentiel dont ils régissent à travers la largeur W de cette zone. Mais surtout nous chercherons l'expression de la capacité en fonction de la tension de polarisation en absence de la densité des états d'interface [3].

Nous ferons les hypothèses suivantes :

- La densité des donneurs N_d du semi-conducteur est homogène.
- Les donneurs sont tous ionisés à la température ambiante.

Dans ce cas, nous avons les seules charges qui existent dans la zone de charge d'espace (ZCE) sont les charges issues des donneurs. Donc on a :

$$\rho(x) = qN_d \text{ pour } 0 < x < W \quad (\text{I.4})$$

$$\rho(x) = 0 \text{ pour } x \geq W \quad (\text{I.5})$$

ρ : densité des charges dans un semi-conducteur

N_d : densité des donneurs.

a) Champ électrique

On a l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad (\text{I.6})$$

$\epsilon_s = \epsilon_0 \epsilon_{sc}$, la permittivité du semi-conducteur.

Et comme on a le champ électrique $\xi(x)$ dans la zone de charge d'espace est exprimé par:

$$\xi(x) = -\frac{dV(x)}{dx} \Rightarrow \frac{d\xi(x)}{dx} = \frac{qN_d}{\epsilon_s} \quad (\text{I.7})$$

Donc :

$$\xi(x) = \int \frac{qN_d}{\epsilon_s} dx = \frac{qN_d}{\epsilon_s} x + C^{te} \quad (\text{I.8})$$

Le champ électrique est nul hors la zone de charge d'espace ($\xi(W)=0$), l'expression du champ $\xi(x)$ devient :

$$\xi(x) = \frac{+qN_d}{\epsilon_s}(x - W) = -\frac{qN_d}{\epsilon_s}(W - x) \quad (\text{I.9})$$

On déduit que $\xi(x)$ est négatif et varie linéairement dans la zone de charge d'espace (cas idéal)

b) Potentiel électrostatique

En intégrant l'équation de Poisson pour la deuxième fois, nous obtenons l'expression du potentiel électrostatique $V(x)$ dans la zone de charge d'espace :

$$V(x) = -\int \xi(x) dx = -\int \frac{qN_d}{\epsilon_s}(x - W) dx \quad (\text{I.10})$$

$$V(x) = -\frac{qN_d}{\epsilon_s} \left(\frac{x^2}{2} - Wx \right) + C^{te} \quad (\text{I.11})$$

Pour déterminer l'expression de la constante d'intégration, nous prenons l'origine des potentiels à l'interface ($V(0) = 0$).

On aura :

$$V(x) = -\frac{qN_d}{\epsilon_s} \left(\frac{x^2}{2} - Wx \right) \quad (\text{I.12})$$

Les variations de potentiel électrostatique dans la zone de charge d'espace d'une structure Métal - semi-conducteur suit une fonction parabolique.

c) Potentiel de diffusion

La tension de diffusion résulte de la différence des travaux de sortie du métal et du semi-conducteur. Aux bornes de la zone de charge d'espace et d'après l'équation (II.12), on a :

$$\frac{qN_d}{2\epsilon_s} W^2 \quad (\text{I.13})$$

d) La largeur de la zone de charge d'espace

D'après la relation (II-13), on peut tirer l'expression de la largeur de la zone de charge d'espace W à l'équilibre :

$$W = \left(\frac{2\varepsilon_s}{qN_d} V_d \right)^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{2\varepsilon_s}{qN_d} (\phi_m - \phi_s) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I.14})$$

Dans le cas d'une polarisation de la structure, en appliquant une tension V sur le métal par rapport au semi-conducteur, nous supposons que tout le raisonnement précédent reste valable, notamment que la concentration équivalente de porteurs traversant la structure reste faible par rapport à la concentration d'atomes dopants ionisés. Si la tension appliquée, V , est positive, cela revient à diminuer le champ interne et donc à diminuer la différence de potentiel totale. La formule (I-14) devient simplement :

$$W = \left(\frac{2\varepsilon_s}{qN_d} (V_d - V) \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I.15})$$

Ainsi, de façon analogue à la jonction p-n, l'extension de la zone de charge d'espace diminue si une tension négative est appliquée sur la zone n.

e) Charge totale de la zone de charge d'espace dans le semi-conducteur :

En considérant que la charge d'espace est essentiellement due aux atomes dopants ionisés, la densité de charge par unité de surface à l'équilibre thermodynamique s'exprime par :

$$Q_{sc} = qN_d W = qN_d \left(\frac{2\varepsilon_s}{qN_d} (V_d) \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I.16})$$

f) Capacité d'un contact M-S

Nous définissons la capacité équivalente par unité de surface du semi-conducteur par

$$C_{sc} = \frac{dQ_{\text{métal}}}{dV_{\text{métal/sc}}} = - \frac{dQ_{sc}}{dV_{\text{métal/sc}}} = - \frac{dQ_{\text{métal}}}{dW} \frac{dW}{dV_{\text{métal/sc}}} \quad (\text{I.17})$$

De la formule (II.15) nous pouvons déduire :

$$C_{sc} = \frac{\varepsilon_s S}{\sqrt{\frac{2\varepsilon_s}{qN_d} (V_d - V)}} = S \left[\frac{q\varepsilon_s N_d}{2(V_d - V)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I.18})$$

A partir de cette expression, nous pouvons extraire la variation de l'inverse du carré de la capacité en fonction de la tension appliquée, V .

$$\frac{1}{C_{sc}^2} = \frac{2(V_d - V)}{q\epsilon_s N_d} \quad (\text{I.19})$$

Cette formule est importante car elle montre qu'en traçant l'inverse du carré de la capacité en fonction de la tension, (qu'il est possible de faire varier), la variation de la pente de la courbe est directement proportionnelle au dopage (Figure I.9).

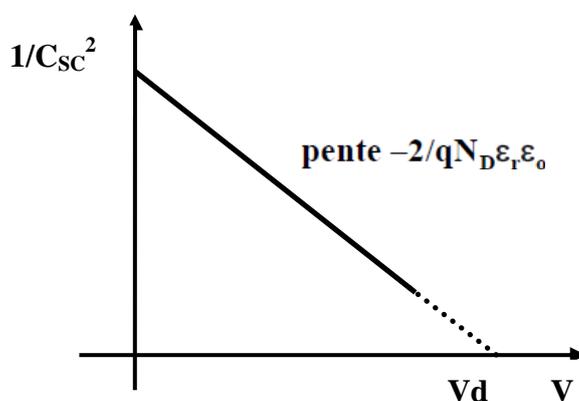


Figure I.9 : Variation du carré de l'inverse de la capacité en fonction de la tension.

Dans le cas d'une concentration variable de dopage, ce qui est très souvent le cas, il est possible de tracer l'inverse de la variation de cette pente.

$$N_d = \frac{-2}{q\epsilon_s} \frac{1}{\partial(1/C_{sc}^2)/\partial V} \quad (\text{I.20})$$

I.5 Les états d'interface

Dans ce qui précède, nous avons ignoré la présence éventuelle des états d'interface. Ces états peuvent jouer un rôle important si les niveaux d'énergie qui leur sont associés sont situés dans la bande interdite du semi-conducteur. En effet, lors de la mise en équilibre de la structure certains électrons se piègent sur ceux de ces états dont les niveaux d'énergies retrouvent au-dessous du niveau de Fermi. Il en résulte une charge d'espace supplémentaire.

Q_{SS} localisée à la surface même du semi-conducteur. Appelons Q_m la charge par unité de surface côté métal et Q_{SC} côté semi-conducteur on a [3]:

$$Q_m = -(Q_{SS} + Q_{SC}) \tag{I.21}$$

La présence d'une couche interrassiale diélectrique d'épaisseur δ introduit aussi une différence de potentiel interrassiale Δ égale à :

$$\Delta = \frac{Q_m}{\epsilon_d} \delta \tag{I.22}$$

ϵ_d : la permittivité de la couche diélectrique.

Soit le contact métal-semi-conducteur de type n avec $\phi_m > \phi_s$. D'après la figure I.10, la relation de Schottky doit s'écrire:

$$\phi_{bn} = \phi_m - \chi - \Delta \tag{I.23}$$

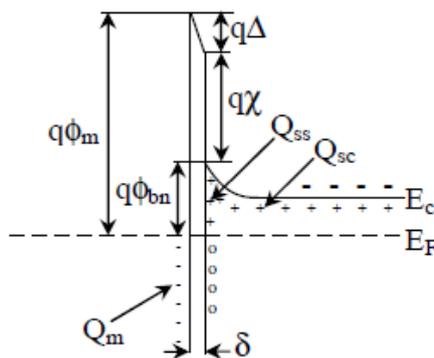


Figure I.10: Contact métal-semi-conducteur avec les états d'interface.

I.6 Mécanismes De Transport Dans Le Contact Schottky

Le transport du courant dans le contact métal-semi-conducteur 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 [6]. 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 [7] :

1. Effet thermoïonique (ou effet Schottky) : Les porteurs majoritaires passent par-dessus la barrière de potentiel sous l'action d'une excitation (champ électrique) intense. Il est prédominant dans le cas où le semi-conducteur est faiblement dopé ($\leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$).

2. Effet tunnel : Les porteurs de charge franchissent directement la barrière de potentiel à sa base avec une énergie constante. Ce mécanisme est typique au cas de fort dopage où le semi-conducteur présente une barrière de potentiel très étroite avec le métal.
3. Effet recombinaison : c'est la recombinaison de paires électron-trou dans la zone de charge d'espace (ZCE) au travers de la bande interdite du semi-conducteur dans le cas d'existence de centres de recombinaison.
4. Injection de porteurs minoritaires. Un trou du métal se recombine avec un électron du semi-conducteur dans la zone quasi neutre du semi-conducteur.
5. Courant de recombinaison sur les états d'interface. Les électrons du semi-conducteur sont piégés au niveau d'un centre d'interface vide puis ils passent par effet tunnel dans le métal [2].

La figure I.11 illustre les cinq mécanismes de base pour les courants existants dans le contact Schottky en polarisation directe.

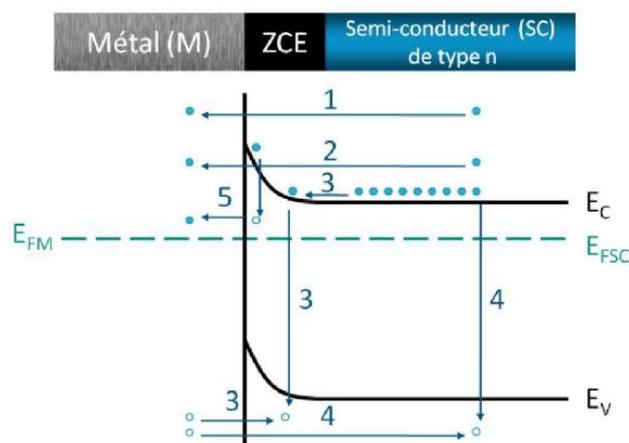


Figure I.11: Mécanismes de transport à travers d'une interface métal/semi-conducteur.

I.6.1 Émission au-dessus de la barrière

I .6.1.1 L'émission thermoïonique

La théorie de l'émission thermoïonique a été abordée par de nombreux auteurs [6-8]. Le courant dû à cet effet provient des électrons ayant une énergie supérieure à celle de la hauteur de barrière de potentiel. Sa validité repose sur le respect des hypothèses suivantes :

- ✓ la hauteur de barrière d'énergie est grande devant kT .
- ✓ les électrons à l'interface du semi-conducteur sont en équilibre thermique avec ceux du volume.

✓ le flux du courant n'affecte pas l'équilibre.

La considération de ces hypothèses n'implique que le pseudo niveau de Fermi reste constant dans la région de charge d'espace. Dans ces conditions, La densité du courant dû à l'émission thermoionique des électrons au-dessus de la barrière est donnée par l'expression :

$$J_T = J_{ST} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad (I.24)$$

Où J_{ST} est le courant de saturation donnée par l'expressionsuivante :

$$J_{ST} = A^* T^2 e^{-\frac{q\phi_B}{kT}} \quad (I.25)$$

Où T est la température, ϕ_B la hauteur de barrière, et A^* la constante de Richardson donnée par l'expression suivante :

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \quad (I.26)$$

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

h : La constante de Planck.

Dans le cas pratique il faut tenir compte de la surface (A) de la diode et d'une résistancesérie R_S . Il faut donc remplacer l'équation (I.22) par

$$J_T = J_{ST} \left(e^{\frac{qV - R_S I}{nkT}} - 1 \right) \quad (I.27)$$

n est le facteur d'idéalité traduisant l'effet de la densité d'état d'interface N_{ss} sur les caractéristiques électriques d'une diode Schottky :

$$n = 1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} \left[\frac{\epsilon_s}{w} + qN_{ss} \right] \quad (I.28)$$

En analysant la courbe expérimentale courant tension, il est dont possible de trouver I_0 , R_S , n , et par conséquent Φ_B , pour autant que la surface A de la diode soit connue. Une manièreélégante de traiter la relation (I.25) est de l'inverser, $V = f(I)$, et de trouver par fit ou simulationnumérique les paramètres qui donnent la meilleure approximation de la courbe expérimentale [7].

I .6.1.2 Théorie de diffusion

Proposée par Schottky et Spenke en 1939 [9], cette théorie suppose que les électrons migrent du semi-conducteur au métal par dessus la barrière en traversant la zone appauvrie du semi-conducteur, ce qui restreint le courant direct. En effet ce dernier est limité par la diffusion des porteurs à travers le champ électrique dans la zone de charge d'espace. Ce modèle est basé sur les suppositions suivantes :

- ✓ la hauteur de barrière d'énergie est supérieure au terme kT .
- ✓ l'effet des collisions d'électron dans la zone de déplétion est inclus.
- ✓ la concentration des porteurs est indépendante du flux du courant et est identique à celle de l'équilibre.
- ✓ la concentration des impuretés de semi-conducteur est non dégénérée.

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

$$J_D = J_{SD} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad (I.29)$$

J_{SD} étant la densité de courant de saturation de la structure retrouvée par le modèle de diffusion et exprimée par :

$$J_{SD} = \frac{q^2 D_n N_c}{kT} \left[\frac{2qN_d (V_{b0} - V)}{\epsilon_S} \right] \frac{1}{2} e^{\left(\frac{-q\phi_B}{kT} \right)} \quad (I.30)$$

Où D_n est la constante de diffusion des électrons dans le semi-conducteur définie par :

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{q} \quad (I.31)$$

I .6.1.3 Théorie de l'émission-diffusion

La théorie combinée de l'émission thermoionique-diffusion était présentée d'abord par Crowell et Sze en 1966 [10]. Dans cette théorie on définit une vitesse de recombinaison v_r au maximum potentiel. La densité de courant au sommet de la barrière est :

$$J_{TD} = \frac{qN_c v_r}{1 + v_r / v_d} e^{\frac{-q\phi_{Bn}}{kT}} \left(e^{qV/kT} - 1 \right) \quad (I.32)$$

La vitesse de recombinaison est donnée par :

$$v_r = \frac{A^* T^2}{qN_c} \quad (I.33)$$

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

$$v_d \approx \mu_n \zeta_m \quad (I.34)$$

C'est I_S qui fait différencier les mécanismes de transport de courant et il est dépendant des vitesses de recombinaison v_r et v_d .

- Si $v_d \gg v_r$ le rapport $\frac{qN_c v_r}{1+v_r/v_d}$ de l'équation (I.32) tend vers $qN_c v_r$. C'est alors le processus thermoïonique à travers la couche d'interface qui domine (I_T). Pour un semi-conducteur de très grande mobilité, la probabilité $v_d \gg v_r$ est généralement vérifiée;
- Si $v_d \ll v_r$ le rapport $\frac{qN_c v_r}{1+v_r/v_d}$ de l'équation (I.32) se réduit à $qN_c v_d$ et c'est le processus de diffusion à travers la couche d'interface (I_D) qui domine. Cette fois ci pour un semi-conducteur de faible mobilité la probabilité $v_d \ll v_r$ est vérifiée.

I.6.2 Courant par effet tunnel

Il y a deux modes de transports par effet tunnel à travers une barrière Schottky, l'un est fonction de la température (émission thermoïonique assistée par effet de champ), l'autre est en fonction du dopage (émission par effet de champ).

Si le transport du courant est contrôlé par l'émission thermoïonique d'électrons assistés par effet de champ, la relation de la densité de courant $J_{TC}(V)$ est exprimée par [11] :

$$J_{TC} = J_s e^{\frac{qV}{E_0}} \quad (I.35)$$

avec:

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{qE_{00}}{kT}\right) \quad (I.36)$$

E_{00} , E_0 représentent les énergies caractéristiques du semi-conducteur relatif à la probabilité de transmission par effet tunnel, avec :

$$E_{00} = \frac{h}{4\pi} \sqrt{\frac{N_d}{m^* \epsilon_s}} \quad (\text{I.37})$$

Où le facteur d'idéalité n est relié à l'énergie E_0 par la relation :

$$n = \frac{qE_0}{kT} \quad (\text{I.38})$$

La densité du courant de saturation J_s (par le mécanisme d'émission thermoïonique d'électrons assisté par effet de champ) est fonction de la température et la hauteur de barrière ainsi que d'autres paramètres du semi-conducteur. Ce mécanisme de transport est limité par les valeurs de la température T , qui vérifie :

$$kT > \frac{2qE_0}{\text{Ln}[4(\phi_{Bn} - V) / V_n]} \quad (\text{I.39})$$

Et

$$\frac{\cosh^2(qE_{00}/kT)}{\sinh^3(qE_{00}/kT)} < \frac{2(\phi_{Bn} + V_n - V)}{3E_{00}} \quad (\text{I.40})$$

Donc, la densité du courant de saturation J_s est exprimée par:

$$J_s = qA^*T \frac{[\pi E_{00}(\phi_{B0} - V - V_n)]^{1/2}}{k \cosh(qE_{00}/kT)} \exp\left[-\frac{qV_n}{kT} - \frac{q(\phi_{B0} + V_n)}{E_0}\right] \quad (\text{I.41})$$

Les équations (I.39) et (I.40) permettent de déterminer la gamme de température pour laquelle le transport du courant peut être expliqué par le mécanisme d'émission thermoïonique assisté par effet de champ :

En haute température, dans le cas où $qE_{00} \ll kT$, l'équation (I.34) se réduit à $E_0 = kT/q$. La pente $1/E_0$ de la caractéristique $\text{Ln}(J_{TC}) = f(V)$ dépend directement de la température. Ce cas correspond de l'émission thermoïonique

En basse température, le paramètre E_0 est presque constant puisque le terme E_{00} est très supérieur à kT . Par conséquent, la pente de la caractéristique $\text{Ln}(J_{TC}) = f(V)$ est constante et est indépendante de la température. Le mécanisme dominant est donc l'émission par effet de champ [12].

I.6.3 Courant de génération-recombinaison

Précédemment, le calcul du courant traversant la structure est effectué en négligeant les phénomènes de génération et de recombinaison dans la zone de charge d'espace. En fait, cette zone est le siège de génération thermique et de recombinaison.

Les phénomènes de recombinaison en direct et de génération en inverse à l'intérieur de la zone de charge d'espace peuvent être importants aux faibles courants. Le courant de génération-recombinaison s'écrit alors[13] :

$$J = J_{\text{sgr}}(e^{qV/2kT} - 1) \quad (\text{I.42})$$

J_{sgr} est le courant de saturation (génération-recombinaison) donné par:

$$J_{\text{sgr}} = \frac{qWn_i}{\tau} \quad (\text{I.43})$$

n_i : la concentration intrinsèque du semi-conducteur;

τ : la durée de vie des porteurs.

I.7 conclusion

Pour obtenir une diode Schottky, il suffit de déposer un métal sur un semi-conducteur dont le travail de sortie dépasse celui de métal. La barrière de potentiel ainsi formée n'est pas due simplement aux différences de travaux de sortie mais aussi aux états d'interface qui jouent le rôle de perturbateur et influencent la qualité de la diode, en augmentant le courant en inverse (courant de fuite assez élevé) ainsi que le facteur d'idéalité.

Le modèle théorique présenté introduit dans le calcul du courant et de la capacité l'influence de ces états d'interface ainsi que l'influence de la couche inter faciale. Cette dernière peut contribuer à diminuer ces états d'interface.

Références Bibliographiques

[1] O. Bonnaud ,
Physique des Solides, des Semi-conducteurs et Dispositifs, l'Université de Rennes 1, 2003

[2] H. Mathieu,
Physique des Semi-conducteurs et des Composants Électroniques, 3ième
édition Masson,(1996).

Chapitre II

CARBURE DE SILICIUM

II.1 Introduction

Le Carbure de silicium ou comme il connut carborundum a été découvert par John Jacobs Berzelius en 1824 [1]. Par réaction parasite entre la silice et du carbone.

Le carbure de silicium se trouve dans la nature sur la forme de MOISSANITE son utilisation électrique fut proposée en 1907 par H, J ROUND [2]. À travers la réalisation de la première diode électro lumineuse, la recherche sur le carbure de silicium en tant que semi-conducteur ne rep

rit que dans les années 1950 et fut motivée par l'envie de fabriquer des composants de puissance qui puissent fonctionner à de :

- hautes températures,
- hautes fréquences,
- fortes puissances en environnement sévère (corrosion, radiations).

le SiC est le seul composé binaire stable continue de silicium et carbone et un semi-conducteur attirant par sa propriété physique, thermique, mécanique chimique et électrique.

II.2 Les Propriétés de SiC

II.2.1 : Structure cristalline

Les propriétés physiques, chimiques, mécaniques et thermiques du carbure de silicium découlent de la conurbation de la maille cristalline élémentaire. Le SiC possède une structure tétraédrique binaire formée par les liaisons covalentes entre les atomes Si et C. Chaque atome d'une espèce chimique se trouve au centre d'un tétraèdre formé de quatre atomes de l'autre espèce en position de premier voisin (voir figure II-1)

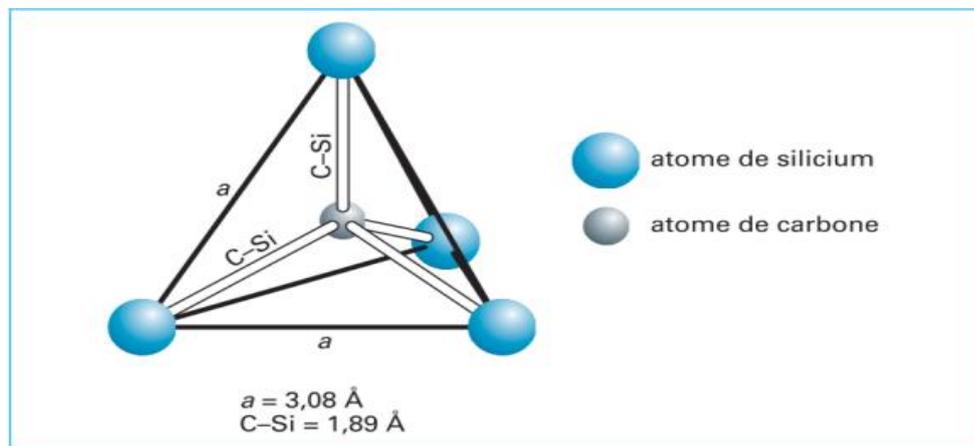


Figure II.1 : Structure tétraédrique du carbure de silicium [3]

L'énergie moyenne liante pour C-Si est de 360 kJ.mol^{-1} ($\approx 3.7 \text{ eV}$ par liaison) [4]. Celle-ci rend le cristal très stable, chimiquement neutre et confère des propriétés mécaniques et thermiques exceptionnelles.

Le caractère diatomique de ce cristal permet plus de 250 [5] arrangements de plans cristallins différents et les propriétés électriques varient selon le poly types. Le nombre de poly types utilisés depuis les années 1960 converge aujourd'hui vers le 4H. Les poly types les plus couramment utilisés aujourd'hui sont : le 2H, le 3C, le 4H et le 6H. L'arrangement des plans atomiques pour ces 4 cristaux est illustré dans la figure II-2, les poly types 3C-SiC et 2H-SiC sont thermodynamiquement instables, les deux autres poly types 6H et 4H sont les plus adaptés aux applications électronique stout d'abordLe 6H a été utilisé pour la réalisation de composants de puissance présentant des meilleures propriétés électroniques [6].

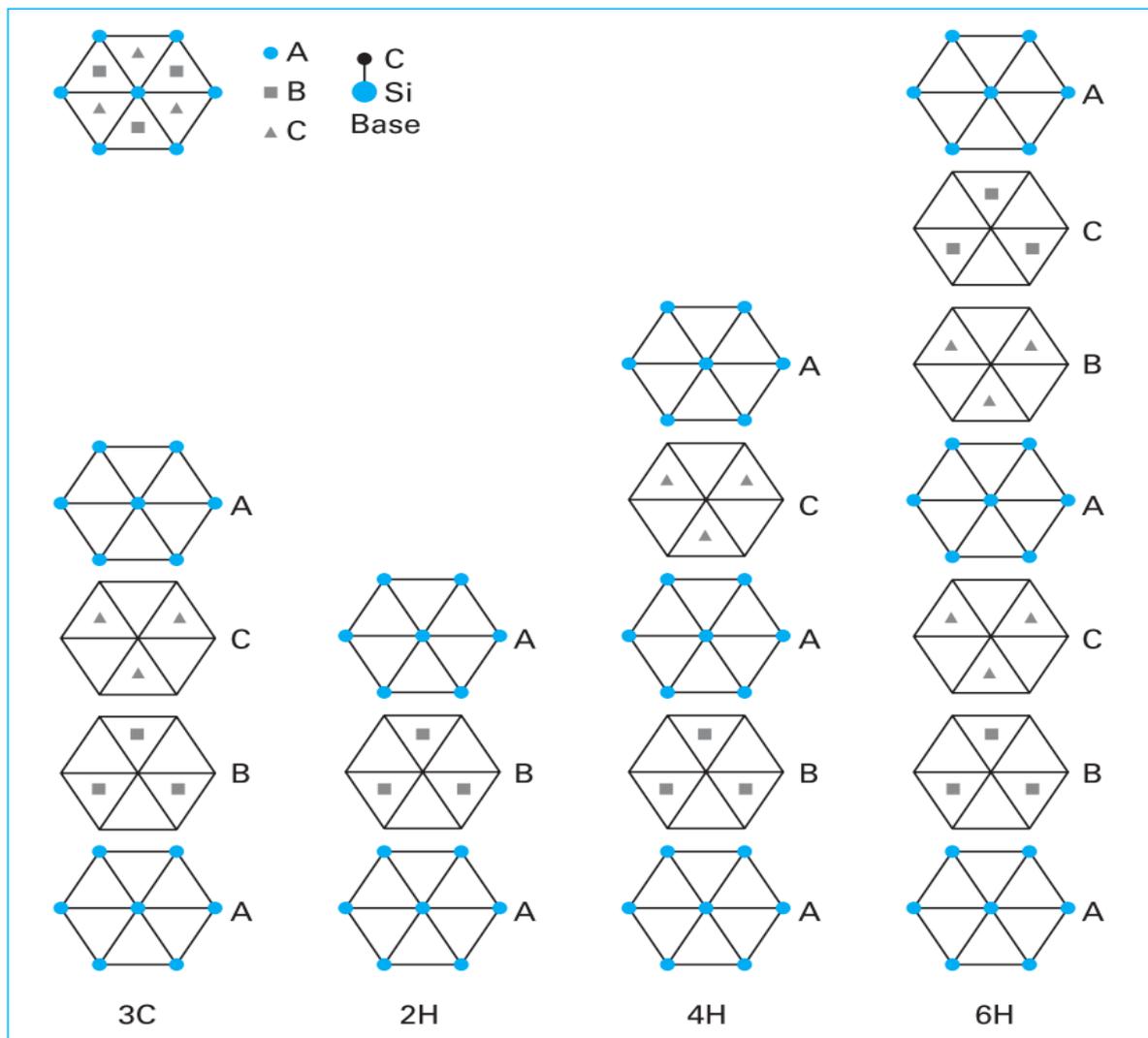


Figure II.2 : Arrangements des plans cristallins pour les poly types courants [3].

Les structures cristallographiques sont classées par un seul polytype de structure zinc blende appelée B-SiC hexagonale et rhomboédrique regroupées sous le terme générique &-SiC (voir figure II-3) [7]

La cellule unitaire des poly types hexagonaux de SiC est représentée sur la figure II-4 Le plan formé par la feuille bicouche d'atomes de Si et C est connu comme le plan basal [3]. Le plan basal a 3 axes à un angle de 120° entre eux. L'axe perpendiculaire au plan basal est l'axe c, qui est également la direction d'empilement des bicouches. Les plans des cristaux de SiC ont donc besoin de quatre indices Miller pour référence. Ainsi, la direction d'empilement ou la direction est l'axe c cristallographique qui est définie normal au plan basal [8], voir figure II.4.

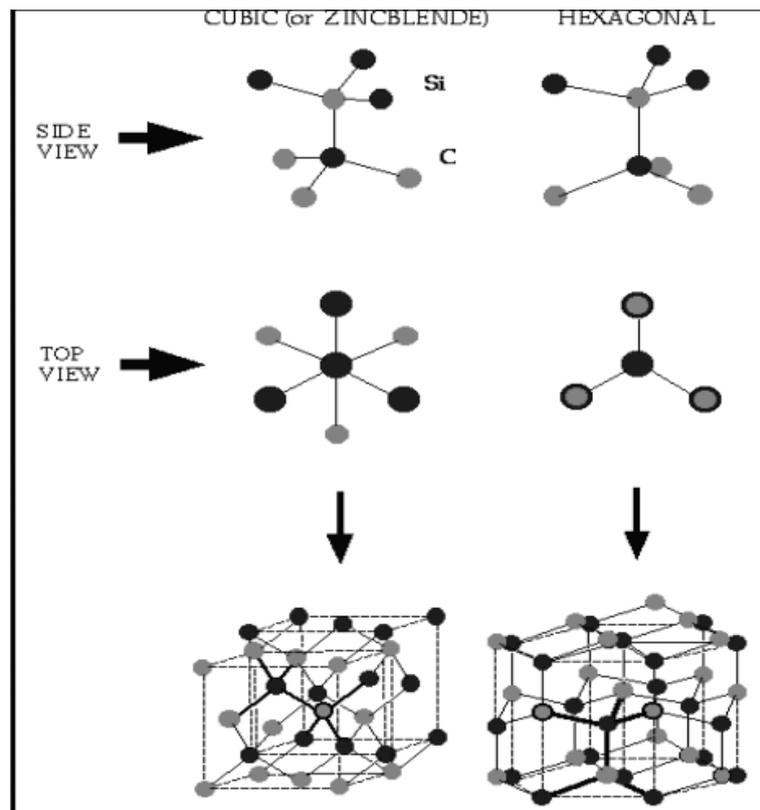


Figure II.3 : Structures cristallographiques du carbure de silicium

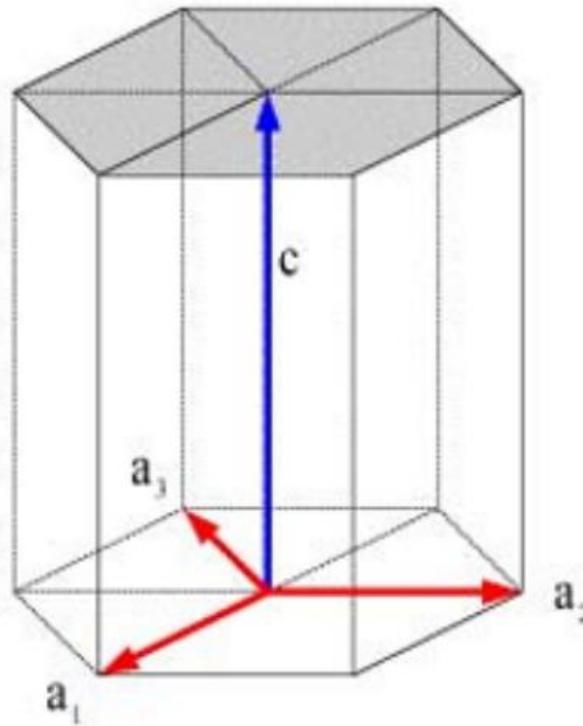


Figure II.4 : La cellule unitaire des poly types hexagonaux de [9].

II.2.2 Propriétés physiques

Le tableau II-1, récapitule quelques propriétés physiques de silicium et des 3 poly types de SiC ont vue d'une comparaison

Propriétés	Si	GaAs	3C-SiC	4H-SiC	6H-SiC
Energie de bande interdite (eV)	1.11	1.43	2.2	3.26	2.86-3.03
Type de transition de la bande interdite	Indirect	Direct	Indirect	Indirect	Indirect
Champ de claquage(10^5 Vcm^{-1})	2.0	3	30	32	40
Mobilité des électrons ($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)	1350	6000	1000	800	500
constante diélectrique	11.8	12.5	9.66	9.7	9.7

Tableau II.1: Comparaison de quelques propriétés des différents polytypes avec Si et GaAs.

Les propriétés de SiC sont globalement au-dessus de Si :

1. Il possède une bande interdite très large entre (2.4-3.26) eV ce qui lui permet d'émettre dans le bleu et de travailler à des hautes températures (>600°C) alors que les composants en SI sont limités à 150°C.
2. Une bonne résisté mécanique (4 fois supérieure à celle de SI)

3. Le SiC peut résister à des champs électriques importants or le taux de dopage maximum, pour une tension de claquage donnée, est proportionnel au carré de champ de claquage donc la dopage vout être multiplier par 100 par rapport au Si classique.
4. Une vitesse de saturation 2 fois supérieure, une bonne conductivité thermique.

Grâce à ces propriétés, le SiC présente de fort potentiel pour l'électronique haute puissance, haute fréquence et haute température et peut aussi travailler efficacement au sein d'environnement hostile.

II.2.3 Propriétés thermiques

Les excellentes propriétés à haute température rendent le SiC très adapté aux applications électroniques à haute température. Le module élastique élevé du SiC et les poids atomiques relativement faibles du Si et du C favorisent les vibrations du réseau harmonique, conférant au SiC une conductivité thermique élevée [10]. Du point de vue de l'application du dispositif, la conductivité thermique du SiC dépasse celle du cuivre, du BeO, de l'Al₂O₃ et de l'AlN [11]. Les propriétés thermiques, les propriétés des 3C, 4H et 6H-SiC sont énumérées dans le tableau II-2.

Propriétés	3C	4H	6H
Chaleur spécifique (J g ⁻¹ °C ⁻¹)	-	0.69	0.69
Conductivité thermique (W cm ⁻¹ °C ⁻¹)	4.9	4.9	4.9
Diffusivité thermique (cm ² s ⁻¹)	1.6	1.7	2.2
Dilatation thermique (°C ⁻¹)	~3.8*10 ⁻⁵	-	4.3*10 ⁻⁵ (⊥ c-axis) 4.3*10 ⁻⁵ (∥ c-axis)

Tableau II-2 : Propriétés thermiques des poly types courants de SiC

II.2.4 : Propriétés mécaniques

SiC est l'un des matériaux les plus difficiles connus et est largement utilisé comme un outil de coupe ou un abrasif. Vous trouverez ci-dessous le tableau II-3 quelques-unes des excellentes propriétés mécaniques :

Propriétés	3C	4H	6H
Module d'élasticité isostatique(GPa)	392-448	-	97
L'échelle de Mohs	~9	~9	~9
Vitesse acoustique (ms^{-1})	12600	13730	13100 – 13260

Tableau II-3 : Propriétés mécaniques des poly types courants de SiC

II.3 Dopage

II.3.1 Type N

Le dopant de type n principal est l'azote. Il se place en substitution des atomes de carbone dans le réseau. Puisqu'il occupe trois sites non équivalents dans le réseau SiC, on doit avoir trois énergies d'ionisation différentes, et donc trois niveaux donneurs peuvent être positionnés dans la bande interdite. En réalité, on ne distingue que deux niveaux, ce qui signifie que le niveau énergétique des dopants est essentiellement lié au site cubique ou hexagonal de l'impureté.

II.3.2 Type P

Pour obtenir du SiC dopé type p, il existe deux solutions couramment employées, à savoir le dopage in-situ, et l'implantation d'atome accepteur (typiquement de l'Aluminium ou du Bore) dans des substrats non dopés (souvent de type n). On emploie de préférence l'implantation à la diffusion car dans le SiC, les impuretés possèdent un faible coefficient de diffusion. Mais cette méthode est loin d'être idéal car elle nécessite des recuits à haute température (1750 °C), afin d'activer électriquement les dopants et réduire les dommages causés à la structure cristalline au cours de l'implantation. Celle-ci peut conduire à la dégradation du système élaboré, s'il s'agit, par exemple, d'hétéro structure [13].

II.4 Facteurs de mérite :

Une manière judicieuse d'évaluer les semi-conducteurs est de comparer leurs propriétés électriques selon un critère défini, pour une application donnée. C'est pour cette raison que plusieurs critères, appelés facteurs de mérites, ont été introduits et permettent de comparer les différents semi-conducteurs pour l'électronique de puissance. Ils ont chacun leur spécificité et peuvent être définis comme suit :

- Facteur de Mérite de Johnson - Evaluation du matériau pour les applications haute fréquence et haute puissance [14],
- Facteur de Mérite de Keyes - Evaluation du matériau pour estimer les limitations thermiques dans les processus de commutation [15],
- Facteur de Mérite de Baliga - Evaluation du matériau pour les applications de puissance à basse fréquence de commutation [16],
- Facteur de Mérite de Baliga Haute Fréquence - Evaluation du matériau pour les applications de puissance à haute fréquence de commutation [17].

Avec ces outils, on peut compléter le tableau **II-3** pour tous les semi-conducteurs en prenant Le silicium comme référence. Le carbure de silicium se montre bien supérieur au silicium et à l'arséniure de gallium sous ces trois formes d'après tous les critères présentés ci-dessus. Quant au nitrure de gallium, il se montre bien supérieur au SiC d'après les critères JFM, BFM et BHFFM, mais environ trois fois inférieur selon KFM. Cela provient de la conductivité thermique plus faible du GaN, qui est un facteur limitant dans les applications de puissance haute fréquence.

En ce qui concerne les matériaux à large bande interdite, le diamant n'a pas de concurrent en termes de propriétés électroniques. Il est supérieur sur tous les aspects, mais très difficile à fabriquer. Il faudra probablement atteindre les limites théoriques du carbure de silicium pour justifier le développement de la filière diamant.

À titre comparatif, tous les poly types du carbure de silicium possèdent des propriétés supérieures au silicium. Dans des applications de puissance, les composants électroniques sont souvent soumis à des variations de température importantes, qui se traduisent par de fortes.

Dénomination	Equation	Paramètre
Johnson	$JFM=(Ec \cdot vs / 2 \pi)^2$	Ec : champ électrique critique, vs: vitesse de saturation des porteurs de charge.
Keyes	$KFM= \lambda(c \cdot vs/4\pi \cdot \epsilon)$	c : vitesse de la lumière, vs : vitesse de saturation des porteurs de charge, ϵ : constante diélectrique du semi-conducteur, λ :conductivité thermique du semi-conducteur
Baliga	$BFM= \epsilon \cdot \mu \cdot EG^3$	EG : Largeur de bande interdite, μ : mobilité des électrons
Baliga HF	$BHFFM= \mu \cdot EC^2 \cdot VG^{1/2} / 2 VBR^{1.5}$	μ : mobilité des porteurs, Ec : champ électrique critique, VG : tension de grille, VBR : tension de claquage

Tableau II-4 : Définition des facteurs de mérite. [14, 15, 16, 17]

	Si	GaAs	SiC-3C	SiC-4H	SiC-6H	GaN-2H	C
JFM	1	11	410	110	260	790	2540
KFM	1	0.45	5.1	5.8	1.8	1.8	32.1
BFM	1	28	290	40	90	910	4110
BHFFM	1	16	34	12	13	100	470

Tableau II-5 : Facteurs de mérite des semi-conducteurs courants.

Contraintes mécaniques. Ainsi, disposer de matériaux pouvant supporter des contraintes mécaniques plus élevées que le silicium, tout en offrant une meilleure dissipation de la chaleur, est un atout conséquent. Il est à noter que le module d'élasticité isostatique, la température de fusion, ainsi que la conductivité thermique du SiC en font un candidat parfait pour les applications dans des environnements sévères, à savoir :

- le spatial,
- le forage pétrolier,
- l'avionique,
- l'automobile
- les réseaux HVDC

II .5 CROISSANCE DU SiC :

II .5.1 Historique et technique de croissance de Lely :

Le premier composé SiC a été identifié accidentellement par Berzelius en 1884 alors qu'il tentait de fabriquer du diamant artificiel.

En 1891, grâce au procédé de fabrication d'Acheson que le SiC a été commercialisé comme abrasif [18] mais la très grande concentration en impureté ainsi que le mélange des poly types ne permet pas d'envisager l'utilisation du SiC dans la microélectronique.

En 1955, Lely a réussi à synthétiser des cristaux de bonne pureté mais leur taille réduite ($< 1 \text{ cm}^2$) ne permet pas une exploitation industrielle dans le domaine de l'électronique.

En 1978, Tairov et Svetskov[19] inventaient une technique de croissance appelée la **méthode du germe** ou la **méthode de Lely modifiée** : le procédé consiste à placer un germe monocristallin et la poudre de SiC aux deux extrémités d'une enceinte, le long de laquelle est créé un gradient de température ΔT (voir figure II-5).

Cette technique a donné un nouvel essor aux recherches sur SiC, comme elle a permis de contrôler le poly type, de croître le diamètre et l'épaisseur des cristaux.

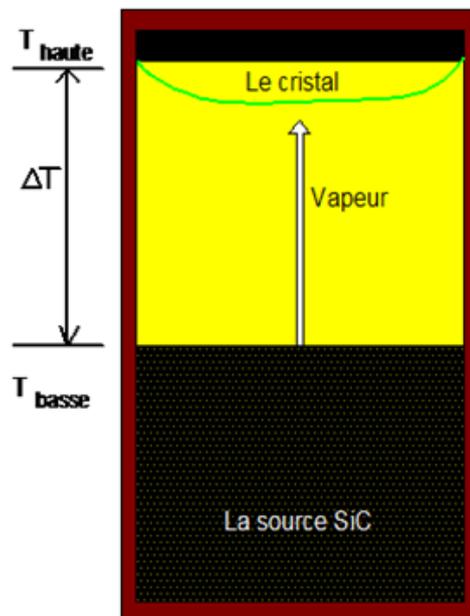


Figure II-5 : Méthode de Lely modifiée

II.5.2 Epitaxie de SiC :

Les couches épitaxiales sont de grand intérêt dans les applications électroniques. Trois principales techniques ont été développées pour l'épitaxie de SiC. Il s'agit de l'épitaxie en phase liquide (LPE), l'épitaxie en phase vapeur (CVD : Chemical Vapor deposition) et l'épitaxie par jet moléculaire (MBE) ou croissance par sublimation.

La CVD est la plus utilisée, les sources gazeuses souvent utilisées sont le silane SiH_4 et le propane C_3H_8 ($\text{SiH}_4 + \text{C}_3\text{H}_8$) dilués dans le gaz porteur H_2 , la réaction de ces gaz avec la surface du substrat contribue à l'apport de Silicium et de carbone (voir figure II-6).

Le dépôt CVD permet de contrôler le dopage n et p dans une très large gamme mais les valeurs des vitesses de croissance dans ces réacteurs ne dépassent pas les $10\mu\text{m}/\text{heure}$ [20].

Pour atteindre des vitesses supérieures jusqu'à $100\mu\text{m}/\text{heure}$ [21], il fallait modifier la configuration du réacteur en effectuant des dépôts à plus haute température entre 1650°C et 1850°C . Par cette technique appelée HTCVD (High Temperature Chemical Vapor Déposition) qui est une variante de la CVD, il est possible d'obtenir des couches épaisses et des cristaux massifs et même de réaliser des substrats de bonne qualité.

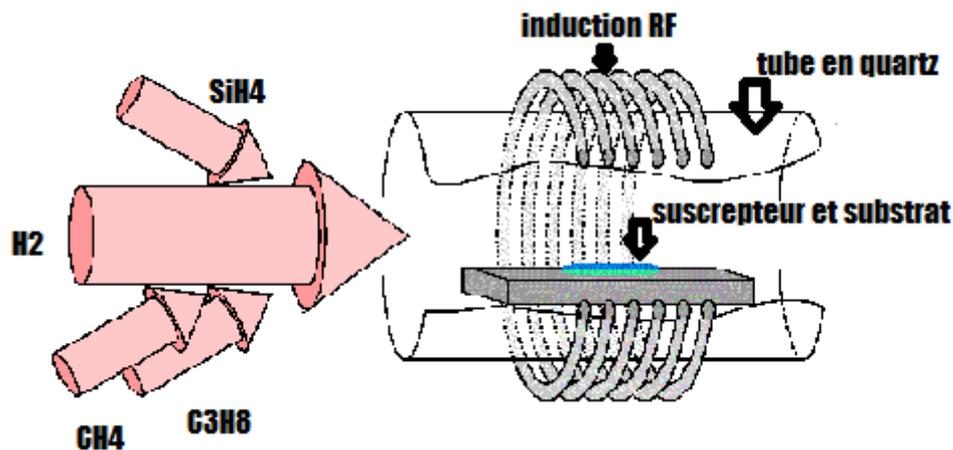


Figure II-6 : le principe de la technique de croissance CVD pour l'élaboration du SiC

II.6 Les défauts dans le carbure de silicium

Les progrès réalisés par les techniques de sublimation ont permis l'élaboration de grands lingots de SiC de bonne qualité et rendu possible la commercialisation de substrats jusqu'à 75 mm de diamètre. Mais la commercialisation des composants SiC est malgré tout encore à ses débuts. La principale limitation porte sur la qualité du matériau SiC dont la

densité des défauts reste encore élevée. L'effort porte maintenant sur la diminution de la densité des défauts tels que les dislocations sont les micropipes.

II.6.1 Les micro pipes

Les macro-défauts appelés « micro pipes » sont des défauts hexagonaux qui correspondent à des micro tubes vides traversant le lingot de SiC (Figure II-7).

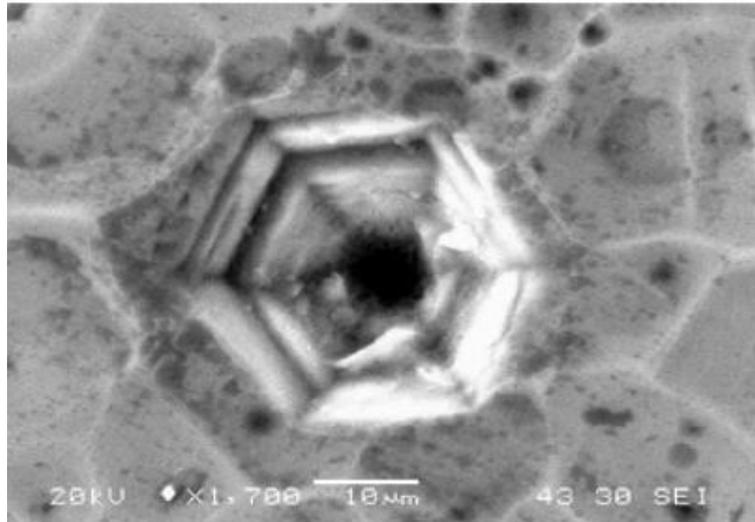


Figure II-7 : Image d'une région contenant une micro pipe.

Plusieurs techniques de cartographies ont été utilisées pour localiser et dénombrer les micro pipes dans le SiC comme la cathode alumine science à basse température (10°K) dans les poly types 3C et les substrats 6H-SiC gravé quelques minutes par la potasse (KOH) fondue.

II.6.2 Les dislocations

Dans le SiC comme dans les autres types de cristaux, il existe deux grandes familles de dislocations [20] : les dislocations « vis » et les dislocations « coin ». Le SiC présente une assez forte densité des 2 types de dislocations, typiquement supérieures .

Les dislocations n'ont pas l'effet catastrophique des micro pipes, en tous les cas une dislocation est une voie privilégiée des impuretés, métalliques par exemple, vers l'intérieur du cristal et la couche active du composant. Ce mécanisme de migration est susceptible d'affecter la durée de vie des composants.

Les dislocations vis sont le type de défauts le plus néfaste pour les composants de puissance. Elles influent sur la tenue en tension mais aussi sur le comportement en direct des dispositifs. Contrairement aux micro pipes des nombreux progrès ont été faits pour réduire leur nombre.

II.7 Les applications

A la suite des propriétés physiques du matériau SiC, les applications potentielles sont :

Application haute température :

- Électronique pour les moteurs de voiture,
- Électronique pour les moteurs des avions,
- Électronique spatiale,
- Équipement pour la recherche pétrolière,
- Suivit des réactions chimiques,
- Suivit et contrôle d'une combustion.

Application dans l'électronique de puissance

- Contrôle des moteurs électriques,
- Asservissement de puissance pour les voitures électriques,
- Actionneur électronique,
- Générateur de puissance,
- Lampes ballastes,
- Transport (ferroviaire),
- Systèmes de chaleur et de froid,
- Équipements industriels.

Application micro-ondes

- Système radars,
- Système de communication,
- Système d'émission UHF,
- Système d'alarmes.

II.8 Conclusion

Au début de ce chapitre, nous avons introduit le carbure de silicium en présentant ses principales propriétés, il paraît que le SiC est bien adapté pour les applications hautes puissances et hyper fréquence puis, nous avons donné un aperçu sur les deux types de dopage (type N et type P) et la facture de mérite qui expliquée les différents matériaux semi-conducteurs en fonction de leurs propriétés physiques, nous avons souligné croissance du sic qui ou nous avons abordé la historique et la technique de croissance de Lely et l'piteux de sic, tout d'abord nous allions pas les défauts dans le carbure de silicium soit les micro pipes ou les dislocations, on finnois notre chapitre par des applications dans l'image de application haute température, application dans l'électronique de puissance et application microondes.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J Berzelius. « Undersökning af några mineralier. » In: (1824).
- [2] HJ Round. « A note on carborundum ». In: Electr. world (1907).
- [3] D. Tournier. « Composants de puissance en SiC : Technologie ». In : Tech. L'ingénieur tome D3120.0 (2007), P :1–14.
- [4] Steven S. Zumdahl. Basic Chemistry with Student Support Package 5th Edition with Zumdahl Intro to Chemistry Study Guide 5th Edition. Houghton Mifflin College Division, 2003. isbn : 0618532285 (cf. p. 5).
- [5] A. P. Mirgorodsky et al. « Molecular approach to the modeling of elasticity and piezoelectricity of SiC polytypes ». In : Phys. Rev. B 52.6 (1995), p. 3993–4000. issn : 0163-1829. doi : 10.1103/PhysRevB.52.3993 (cf. p. 5).
- [6] J. W. Palmour et al. « 6H-silicon carbide devices and applications ». In : Phys. B Phys. Condens. Matter 185.1-4 (1993), p. 461–465. issn : 09214526. doi : 10.1016/0921-4526(93)90278-E (cf. p. 5).
- [7] Généralité sur le carbure de silicium, structure cristalline (p49) Par : Mr.Zoulou Larbi Sur le Thème : Modélisation de diodes Schottky à base de composés III-V GaN, SiC, GaN/GaAs, InN/InP.
- [8] Chapitre 1. Les Matériaux 4H-SiC Présenté et soutenu par : BerradaSafi
Le : 30 septembre 2020 Simulation d'une diode SCHOTTKY en carbure de silicium utilisé comme capteur de température(p4).
- [9] NikhilKirkham's fabrication electrical characterization and annealing of AL/, CU/, AND AU/4H-SiC Schottky diodes. Clemson University, 2007.
- [10] R. S. Kookier P. G. Bedeck and L. Y. Chen. High-temperature electronics - a role for wide bandgap semiconductors. 2011.
- [11] M.B.J. Wijesundara and R.G. Azevedo. Silicon Carbide Microsystems for Harsh Environments. Proceedings of IEEE, 2002.
- [12] Mémoire de master sur le theme simulation d une diode schottky en carbure de silicium utilisèe comme capture de température realize par Berramdan safia ,Page 7
- [13] S.O. BARIR. Diode pin en sic utilisée comme capteur de haute température. 2017.
- [14] E. Johnson. « Physical limitations on frequency and power parameters of transistors ». In : IRE Int. Conv. Rec. T. 13. Institute of Electrical et Electronics Engineers, 1965,p. 27–34. doi : 10.1109/IRECON.1965.1147520 (cf. p. 8, 9).
- [15] R.W. Keyes. « Figure of merit for semiconductors for high-speed switches ». In : Proc.

IEEE 60.2 (1972), p. 225–225. issn : 0018-9219. doi : 10.1109/PROC.1972.8593 (cf. p. 8, 9).

[16] B J Baliga. « Semiconductors for high voltage, vertical channel field effect transistors ». In : J. Appl. Phys. 53.3 (1982) (cf. p. 8, 9).

[17] B J Baliga. « Power semiconductor-device figure of merit for high-frequency applications ». In : IEEE Electron Device Lett. 10.10 (1989), p. 455–457 (cf. p. 8, 9).

[18] Acheson A.G., British patent, 1892, 17911.

[19] Tairov Y.M., Tsvetkov S.F Investigation of growth processes of ingot of silicon carbide single crystals Journal of crystals growth, 1978, vol42, N°2, p209-212.

[20] Corina O., Henry A., Janzen E., Carter C.H, Growth and characterisation of SiC power device material Materials Science Forum 1998, 264-268 p97-102.

[21] Ellison A., Kimoto T., Ivanov I.G., Wahhabi Q., Henry A., Kordina O., Zhang J., Hemming son C.G., GU C.Y., Leys M.R., Janzen E., Growth and characterisation of thick SiC epilayers by high temperature CVD Materials science forum 1998; 264-268 p103-106.

Chapitre III

Résultats expérimentaux

III.1 Introduction

Dans ce chapitre, on s'intéresse à la caractéristique $I(V_G)$ de diodes Ni/SiC de type n, afin d'extraire les paramètres électriques tels que le facteur d'idéalité n , la hauteur de barrière ϕ_{Bn} , et la résistance série R_S .

III.2 Description du matériel de mesure

- **Banc de mesure I(V)**

La mesure I(V) est réalisée à partir d'un banc de mesure courant-tension « HP 4155B, Semi-conducteur Paramètre Analyzer ».

La figure III illustre le banc de mesure conçu pour cette mesure aux bornes des échantillons.

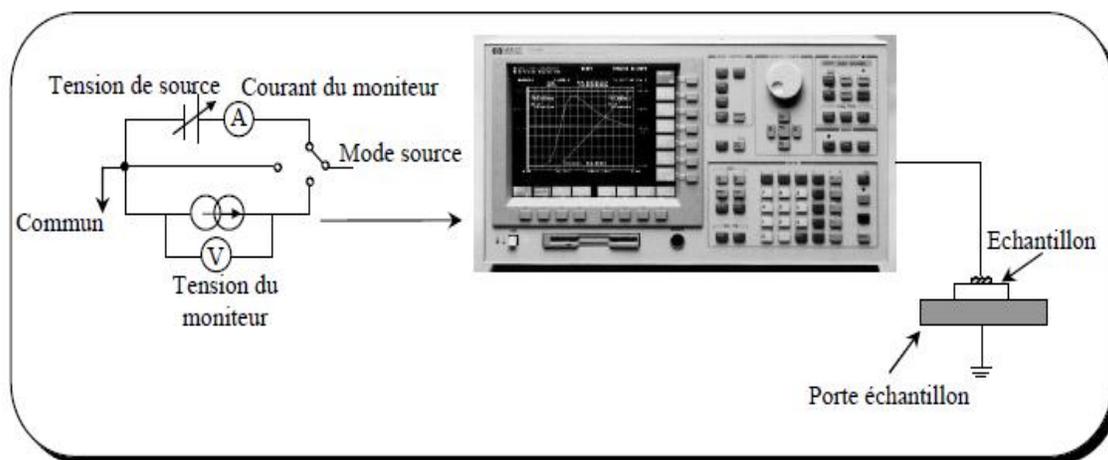


Figure III : Représentation du banc de mesure HP 4155 B utilisé pour la caractérisation courant-tension [1].

L'échantillon est placé sur un plateau métallique (porte échantillon) qui est relié à ce banc. Une tension V est appliquée aux bornes de la structure et le courant qui la traverse est directement relevé. Les résultats sont directement visualisés sur l'écran du banc puis enregistrés.

III.3. Présentation de l'échantillon d'étude

Le tableau III.1 représente les principales caractéristiques du contact Ni/SiC étudiés (figure III.1) :

Schottky diode	Dopage (cm^{-3})	Epaisseur de l'épitaxie (μm)	Dimension (cm)
Ni/6H-SiC	8.8×10^{15}	7	0.16×0.16

Tableau III-1 : Principales caractéristiques du contact Ni/SiC [2].

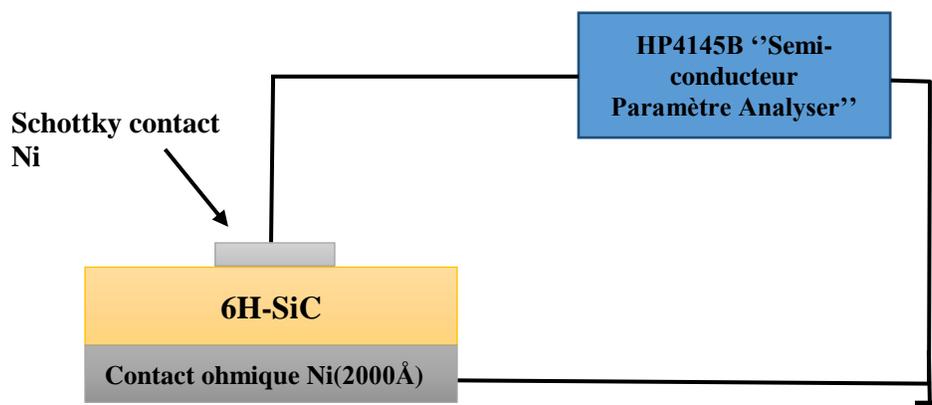


Figure III.2: Schéma du circuit électrique utilisé pour la caractérisation courant-tension.

III.4 Caractérisation électrique

Le figure III.3 représente la caractéristique I(V) obtenue sur la structure dans l'obscurité et à la température ambiante.

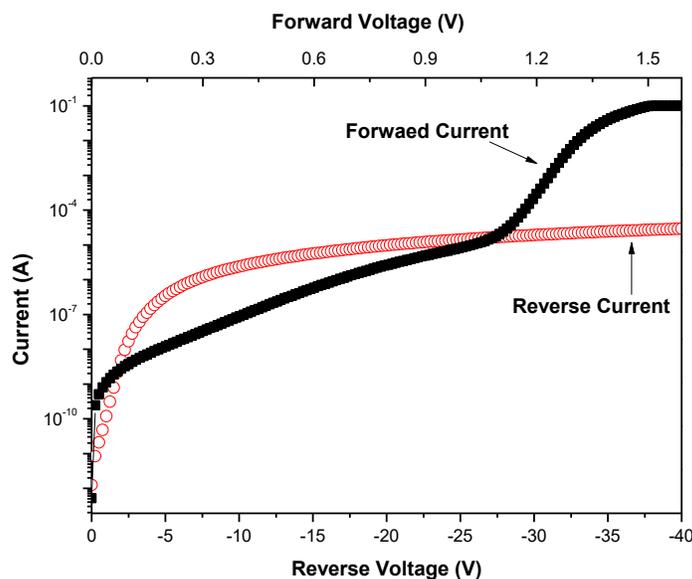


Figure III.3 : Caractéristiques courant-tension expérimentale de l'échantillon [3].

Afin de déterminer les paramètres caractérisant ces diodes, on peut supposer que la variation de courant suit la relation suivante :

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

V est la tension de polarisation appliquée.

Le courant de saturation I_S est donnée par:

$$I_S = AA^* T^2 \exp \left(\frac{-q\phi_{bn}}{kT} \right) \quad (\text{III.2})$$

Avec :

q = charge de l'électron.

K =constante de Boltzmann.

T =température absolue.

A =surface de diode efficace.

A^* = constante Richardson efficace (146 A cm⁻² K⁻² pour 6H-SiC. [4]).

R_S = résistance en série.

ϕ_{bn} = hauteur de barrière.

n = facteur d'idéalité.

(ϕ_{bn}, R_S, n) sont les paramètres inconnus et doivent être déterminés de façon aussi précise que possible.

Pour extraire la hauteur de barrière, le facteur d'idéalité et les résistances en série, nous avons utilisé une méthode développée par Cheung et Cheung [5] et confirmée par Werner et al [6]. Cette méthode a l'avantage d'être utilisée même pour des variations de courant direct non linéaire dans une échelle exponentielle.

Cette méthode est basée sur le calcul et le tracé de deux fonctions $G(I)$ et $H(I)$ déduites à partir de l'équation (III.1) :

$$G(I) = \frac{\partial V}{\partial (\ln I)} = \frac{nKT}{q} + IR_S \quad (\text{III.3})$$

$$H(I) = V - \left(\frac{nKT}{q} \right) \ln \left(\frac{I}{AA^* T^2} \right) = n\phi_b + IR_S \quad (\text{III.4})$$

Selon l'équation (V.3), la pente de la partie linéaire de $G(I)$ par rapport à I donne la résistance série R_S et l'intersection $G(I)$ avec l'axe des courants donne le facteur d'idéalité n . Par contre la hauteur de la barrière ϕ_b est obtenu par l'intersection de la fonction $H(I)$ avec l'axe des courants. Remarquons aussi que la résistance serie peut être obtenue à partir de la valeur de la pente de la fonction $H(I)$.

L'observation de la courbe montre clairement que la diode 6H-SiC ayant un comportement anormale est déformée, cette diode semblent avoir une caractéristique à double hauteur de barrière. Pour extraire la hauteur de barrière et le facteur d'idéalité, il fallut décomposer la caractéristique $I_m(V_G)$ en deux caractéristiques.

La première caractéristique aurait une hauteur basse et serait responsable de la région linéaire basse (0.018 V - 0.094 V) et la seconde aurait une hauteur de barrière haute et serait responsable de la région linéaire haute (1.12 V - 1.29 V).

I_s^B et I_s^H sont respectivement les courants de saturation et la hauteur de la barrière basse et haute. Cela donne une hauteur de barrière basse $\phi_{Bn}^B = 0.87$ V et une hauteur de barrière haute $\phi_{Bn}^H = 1.52$ V, soit une différence $\Delta\phi_{Bn} = 0.65$ V.

On obtient un facteur d'idéalité basse $n^B = 1.94$ et un facteur d'idéalité haute $n^H = 1.22$.

Le facteur d'idéalité de barrière haute étant plus faible que celui de la barrière basse, cela, nous mène à une première déduction est que la barrière haute est dominante.

On a vu que le modèle thermoïonique n'explique pas la variation anormale de courant en direct de cette diode. Afin de valider l'inhomogénéité de cette barrière, les mesures doivent être faites à différentes températures sur la diode.

III.5 Conclusion

Nous avons étudié expérimentalement le comportement électrique d'une diode Schottky à base de 6H-SiC. L'analyse des caractéristiques électriques de diodes Schottky nous a permis d'identifier les principaux paramètres mis en jeu dans le transport de charges.

Nous avons montré que le modèle thermoïonique n'explique pas la variation anormale de courant en direct de la diode Schottky 6H-SiC.

Références Bibliographiques :

- [1] A. Rabehi, M. Amrani, Z. Benamara, B. Akkal, A.H. Kacha, *Optik-International Journal for Light and Electron Optics* 127 (16), 6412-6418.
- [2] Benmaza, H., et al. "I (V) computational conduction model for a SiC-6H Schottky diode." *Materials Chemistry and Physics* 112.1 (2008): 63-67.
- [3] Benamara, Mekki, et al. "Ni/SiC-6H Schottky Barrier Diode interfacial states characterization related to temperature." *Journal of alloys and compounds* 603 (2014): 197-201.
- [4] Benamara, Mekki, et al. "Ni/SiC-6H Schottky Barrier Diode interfacial states characterization related to temperature." *Journal of alloys and compounds* 603 (2014): 197-201.
- [5] M. Ambrico, M. Losurdo, P. Capezzuto, G. Bruno, T. Ligonzo, L. Schiavulli, I. Farella, V. Augelli, *Solid State Electron.* 49 (2005) 413-419.
- [6] A. Rabehi, M. Amrani, Z. Benamara, B. Akkal, A.H. Kacha, C. Robert-Goumet,, ... & B. Gruzza, *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 72: 10102. (2015).

Conclusion générale

Dans ce travail de mémoire, nous avons mené une étude sur les diodes Schottky Ni/SiC-6H de type n destinée à des applications du type redresseur de puissance.

Dans une première partie de ce travail, nous avons présenté un rappel théorique de partie électrique sur les hétérojonctions métal/ semiconducteur (diodes Schottky), ainsi que les modèles qui expliquent les phénomènes de transport de courant dans ces types de structures.

Dans la seconde partie du mémoire, nous nous sommes intéressés au carbure de silicium et leurs propriétés électroniques et structurales.

La dernière partie de notre travail a consisté à étudier expérimentalement le comportement électrique de la structure Schottky Ni/6H-SiC. Nous avons observé une déviation des caractéristiques électriques par rapport aux cas idéals.

L'analyse des caractéristiques $I(V)$ en directe de la diode de teste a mis en évidence, une inhomogénéité de double hauteur de barrière. C'est une inhomogénéité caractérisée par deux diodes indépendante en parallèles, l'une haute, l'autre basse. Chaque diode contient ces propres paramètres (n, ϕ_{Bn}, R_s, I_s).

Nous avons montré que le modèle thermoïonique n'explique pas la variation anormale de courant en direct de la diode Schottky 6H-SiC.

Résumé

Résumé

Le carbure de silicium est un matériau semi-conducteur prometteur pour les applications du type redresseur de puissance grâce à ses propriétés de matériau supérieures à celles du silicium et d'autres matériaux semi-conducteurs. La large bande interdite, la conductivité thermique élevée et le champ de claquage élevé permettent aux dispositifs à base de SiC de fonctionner dans des conditions extrêmes.

Dans ce travail, on s'intéresse à Ni/ 4H-SiC comme redresseur de puissance, donc l'étude de leurs propriétés électriques est très importante dans le but d'avoir les différents effets sur les caractéristiques courant-tension.

Abstract

Silicon carbide is a promising semiconductor material for power rectifier type applications thanks to its superior material properties compared with silicon and other semiconductor materials. The wide band gap, high thermal conductivity, and high breakdown field allow SiC based devices to work under extreme conditions.

In this work, we are interested in Ni/ 4H-SiC as a power rectifier, so the study of its electrical properties is very important in order to have different effects on the current-voltage characteristics.

ملخص

كربيد السيليكون مادة شبه موصلة واعدة لتطبيقات معدلات الطاقة نظرًا لخصائصها المتفوقة مقارنة بالسيليكون ومواد أشباه الموصلات الأخرى. تسمح فجوة النطاق العريضة والموصلية الحرارية العالية ومجال الانهيار العالي للأجهزة القائمة على SiC بالعمل في ظل ظروف قاسية.

في هذا العمل ، نحن مهتمون بـ Ni / 4H-SiC كمقوم طاقة ، لذا فإن دراسة خواصها الكهربائية مهمة جدًا من أجل الحصول على تأثيرات مختلفة على خصائص الجهد العالي.