



**HAL**  
open science

# Modélisation des phénomènes de transport dans les structures MOS

Farid Bourouba, Zahir Ouennoughi

► **To cite this version:**

Farid Bourouba, Zahir Ouennoughi. Modélisation des phénomènes de transport dans les structures MOS. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Ferhat Abbas Setif 1 Algérie, 2016. Français. NNT: . tel-01774538

**HAL Id: tel-01774538**

**<https://theses.hal.science/tel-01774538v1>**

Submitted on 23 Apr 2018

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR  
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE  
UNIVERSITÉ FERHAT ABBAS SETIF 1 UFAS (ALGÉRIE)

THÈSE

Présentée à la Faculté des Sciences  
Département de Physique

Pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES

Option : PHYSIQUE DU SOLIDE

par

Mr : **BOUROUBA Farid**

**Thème**

**Modélisation des phénomènes de transport dans  
les structures MOS**

**Soutenue publiquement le : 02 juin 2016**

**Devant la commission d'examen :**

Président	Pr : A. FERHAT-HAMIDA	Université Ferhat Abbas Sétif 1
Rapporteur	Pr : Z. OUENNOUGHI	Université Ferhat Abbas Sétif 1
Examineur	Pr : D. CHIKOUCHE	Université M'Sila
Examineur	Pr : A. TELIA	Université Constantine
Membre Invité	MC : N. ROUAG	Université Tébessa

## Remerciements

Au début je remercie Allah pour son aide et son soutien et je souhaite que ce modeste travail sera acceptable. Et d'après ce que a été dit par notre prophète Mohamed sala allaho alyhi wassalam : « celui qui ne remercie pas les gens ne remercie pas Allah ».

Je tiens à remercier Monsieur Zahir OUENNOUGHI professeur à l'université de Sétif que j'ai connu personnellement depuis plus de dix ans, pour m'avoir accueilli tout au long de ce travail au sein du laboratoire optoélectronique et composants et m'avoir dirigé de près et d'une manière continue et je dois avouer que j'ai appris pas mal de choses en le côtoyant durant toute cette durée : modestie, discipline, discernement, précision et plusieurs qualités humaines surtout le fait de ne pas sous estimer la recherche de qui que soit même si elle est d'une simplicité flagrante en s'intéressant toujours à la qualité du travail pas au nombre de pages écrites ce qui m'a permis d'acquérir de solides compétences et expériences.

Je dois aussi remercier le professeur Zahir OUENNOUGHI de m'avoir accordé toute sa confiance en me proposant ce thème de recherche et j'espère vivement être à la hauteur pour ce qui m'a été confié.

Je tiens à remercier aussi Monsieur Abdelhak FERHAT-HAMIDA professeur à l'université de Sétif qui me fait l'honneur d'accepter de présider le jury du thèse, et que j'avais chance de faire sa connaissance durant la préparation du diplôme de Magister où nous avons appris de lui la programmation notamment Matlab et TCAD.

Je tiens à remercier Monsieur D. CHIKOUCHE professeur à l'université de M'Sila et Monsieur A TELIA professeur à l'université de Constantine d'avoir répondu aimablement afin de juger ce travail en participant au jury de thèse et je remercie également Monsieur Nouari Rouag Maître de conférence à l'université de Tébessa pour avoir accepté de prendre part à mon jury.

Enfin, que toutes les personnes ayant contribué, de près ou de loin, à la réalisation de ce travail, soient chaleureusement remerciées.

Farid BOUROUBA

## Dédicaces

Je dédie ce travail à mes chers parents qui n'ont pas l'occasion d'apprendre et qui m'ont données un magnifique modèle de labeur et de persévérance.

Comme je dédie ce travail à ma femme et à mes deux chers enfants, Abd el Mouïz et Aridj.

Sans oublier aussi mes frères : Nadir, Ilyes, Djemai et ses enfants Ibtihale et Imene, Omar et son fils Monsif, mes deux sœurs Ismahane et Hanane, et toute la famille.

Je dédie ce travail à tous mes enseignants de la classe primaire jusqu'au moment où ce modeste travail est réalisé et présenté et à ceux qui ont partagé les classes des établissements scolaires avec moi.

Aussi, sans oublier les enseignants, les travailleurs et les administrateurs au lycée Mohammed Bel Abbas à EL Hamma wilaya de Setif et tous mes élèves.

# Table des matières

Table des figures	iii
Liste des tableaux	xii
Introduction générale	1
<b>1 Généralités sur les phénomènes de transport de courant dans les structures MOS</b>	<b>4</b>
1.1 Introduction	4
1.2 Capacité MOS	4
1.2.1 Capacité MOS idéale	5
1.2.2 Barrière de Potentiel	6
1.3 Phénomènes de transport à travers une structure MOS (courants de fuites)	7
1.3.1 Régime d'injection faible (conduction Ohmique)	9
1.3.2 Régime d'injection forte (conduction TFL)	10
1.3.3 Mécanisme de conduction assisté par pièges TAT (trap assisted tunneling)	11
1.3.4 Mécanisme de conduction par émission Poole Frenkel (PF)	16
1.3.5 Mécanisme de conduction Fowler–Nordheim (FN)	19
1.3.6 Mécanisme de conduction par effet tunnel direct	22
1.3.7 Mécanisme de conduction par émission Schottky	24
1.4 Conclusion	26
<b>2 Étude expérimentale des phénomènes de transport dans les structures MOS/4H-SiC à température ambiante</b>	<b>27</b>
2.1 Introduction	27
2.2 SiC : Structure du matériau	28
2.2.1 Propriétés physiques et intérêt technologique	30
2.2.2 Obtention de l'oxyde	31
2.2.3 Défauts dans l'oxyde	32
2.2.3.1 Défauts intrinsèques	32
2.2.3.2 Défauts extrinsèques	33
2.2.4 Divers types de charges dans l'oxyde (défauts)	33

2.2.5	Pourquoi nitrurer l'oxyde de grille? . . . . .	34
2.3	Préparation des structures MOS réelles . . . . .	34
2.4	Résultats et discussions . . . . .	35
2.4.1	Mécanismes de conduction à faible champ électrique . . . . .	37
2.4.2	Mécanismes de conduction à un champ électrique moyen . . . . .	38
2.4.3	Mécanisme de conduction à un champ électrique élevé . . . . .	42
2.5	Effet de surface sur l'émission Fowler-Nordheim . . . . .	45
2.6	Conclusion . . . . .	46
<b>3</b>	<b>Étude en températures de l'émission Fowler Nordheim</b>	<b>48</b>
3.1	Introduction . . . . .	48
3.2	Étude de l'émission FN . . . . .	49
3.3	Étude par simulation . . . . .	49
3.3.1	Modèle de Good-Müller . . . . .	49
3.3.2	Modèle de Snow-Lenzlinger . . . . .	50
3.3.3	Modèle de Pananakakis . . . . .	50
3.3.4	Extraction des paramètres par la méthode des moindres carrés	60
3.3.5	Extraction des Paramètres par optimisations . . . . .	62
3.3.6	Les différents méthodes d'optimisations . . . . .	62
3.3.6.1	Méthode du recuit simulé . . . . .	63
3.3.6.2	L'organigramme . . . . .	66
3.3.6.3	Fonction objectif . . . . .	66
3.3.6.4	Effet de l'intervalle . . . . .	68
3.3.6.5	Effet du nombre d'itérations externes . . . . .	69
3.3.6.6	Effet du nombre d'itérations internes . . . . .	70
3.3.6.7	Méthode des algorithmes génétiques . . . . .	71
3.3.6.8	Organigramme . . . . .	73
3.3.6.9	Effet de l'intervalle . . . . .	73
3.3.6.10	Effet du nombre de générations . . . . .	77
3.3.6.11	Effet de la taille initiale de la population . . . . .	77
3.3.6.12	Effet du bruit . . . . .	77
3.4	Étude expérimentale . . . . .	83
3.4.1	Extraction des paramètres des structures réelles . . . . .	85
3.5	Conclusion . . . . .	86
	<b>Conclusion générale</b>	<b>88</b>
	<b>Annexe A</b>	<b>90</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>92</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>92</b>

# Table des figures

1.1	Une section verticale d'une capacité MOS, $V_G$ est la tension appliquée.	5
1.2	Diagramme de bande d'une capacité MOS idéale . . . . .	6
1.3	Capacité MOS et barrière de potentiel ( $\phi_b$ ), $\mathbf{E}$ est l'axe d'énergie et $\mathbf{V}$ l'axe de tension. . . . .	7
1.4	Phénomènes de transport à travers l'oxyde d'une structure MOS. . . . .	8
1.5	Caractéristique électrique densité de courant(champ électrique) $\log J(E_{ox})$ qui présente la conduction Ohmique, $\sigma(SiO_2) = 5.34 \times 10^{-14}(\Omega \times cm)^{-1}$ , $\sigma(Si_3N_4) = 1.00 \times 10^{-16}(\Omega \times cm)^{-1}$ . . . . .	9
1.6	Caractéristique électrique densité de courant(champ électrique) $J(\mathbf{E})$ qui présente le mécanisme de transport TFL, $B = 10^{-16} A \times cm^{n-1}/V^n$ . . . . .	10
1.7	Diagramme de bande d'une capacité MOS qui présente le mécanisme de transport TAT, $\phi_t$ est le niveau énergétique du piège. . . . .	11
1.8	Caractéristique I(V) d'une capacité MOS/SiC qui présente le mécanisme de transport TAT avec $t_{ox} = 97nm$ , $m_{ox} = 0.42m_e$ , $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ , $\phi_t = 0.29eV$ , $Nt = 5 \times 10^{20}cm^{-3}$ . . . . .	13
1.9	Courbe $\ln(J.E_{ox})$ en fonction de $(1/E_{ox})$ d'une capacité MOS/SiC qui présente le mécanisme de transport TAT avec $t_{ox} = 97nm$ , $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ , $m_{ox} = 0.42m_e$ , $\phi_t = 0.29eV$ , $Nt = 5 \times 10^{20}cm^{-3}$ . . . . .	13
1.10	Influence de $\phi_t$ sur le mécanisme TAT dans une capacité MOS avec $m_{pol} = 0.1m_e$ et $E1 = 0.2eV$ , $m_{ox} = 0.42m_e$ , $Nt = 5 \times 10^{20}cm^{-3}$ . . . . .	14

1.11	Influence de $N_t$ sur le mécanisme TAT dans une capacité MOS avec $m_{pol} = 0.1m_e$ et $E1 = 0.2eV$ , $m_{ox} = 0.42m_e$ , $\phi_t = 0.6eV$ . . . . .	14
1.12	Influence de $m_{ox}$ sur le mécanisme TAT dans une capacité MOS avec $m_{pol} = 0.1m_e$ et $E1 = 0.2eV$ , $\phi_t = 0.6eV$ , $Nt = 5 \times 10^{20}cm^{-3}$	15
1.13	Caractéristique $J(E)$ qui présente l'émission TAT, avec $m_{pol} = 0.1m_e$ et $E1 = 0.2eV$ , $m_{ox} = 0.42m_e$ . . . . .	15
1.14	Courbe présente l'influence de deux paramètre sur l'émission TAT, avec $m_{pol} = 0.1m_e$ et $E1 = 0.2eV$ , $m_{ox} = 0.42m_e$ . . . . .	15
1.15	Diagramme de bande d'une capacité MOS présente le mécanisme d'émission Poole-Frenkel. . . . .	17
1.16	Caractéristique $I(V)$ d'une capacité MOS/SiC présente le mécanisme de transport Poole-frenkel avec $t_{ox} = 97nm$ , $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ , $\phi_t = 1.23eV$ , $\epsilon_r = 3.9$ , $T = 25^\circ C$ . . . . .	18
1.17	Courbe $\ln(J/E_{ox})$ en fonction de $\sqrt{E_{ox}}$ d'une capacité MOS/SiC qui présente le mécanisme de transport Poole- frenkel avec $t_{ox} = 97nm$ , $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ , $\phi_t = 1.23eV$ , $\epsilon_r = 3.9$ , $T = 25^\circ C$ . . . . .	18
1.18	Influence de $\phi_t$ sur le mécanisme PF dans une capacité MOS, $\epsilon_r = 3.9$ , $T = 25^\circ C$ . . . . .	18
1.19	Influence de $\epsilon_r$ sur le mécanisme PF dans une capacité MOS(comparaison entre le $SiO_2$ et les oxydes de grande permittivité), $\phi_t = 1.23eV$ , $T = 25^\circ C$ . . . . .	19
1.20	Influence de $\epsilon_r$ sur le mécanisme PF dans une capacité MOS(comparaison entre les oxydes de grande permittivité), $\phi_t = 1.23eV$ , $T = 25^\circ C$ . . . . .	19
1.21	Influence de la température sur le mécanisme PF dans une capacité MOS, $\phi_t = 1.23eV$ , $\epsilon_r = 3.9$ . . . . .	19
1.22	Caractéristique courant-tension d'une capacité MOS qui présente l'émission Fowler-Nordheim avec $t_{ox} = 97nm$ , $m_{ox} = 0.42m_e$ , $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ , $m_{Sc} = 0.76m_e$ , $\phi_b = 2.74eV$ . . . . .	21
1.23	Plan FN d'une capacité MOS avec $t_{ox} = 97nm$ , $m_{ox} = 0.42m_e$ , $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ , $m_{Sc} = 0.76m_e$ , $\phi_b = 2.74eV$ . . . . .	21

1.24	Plan FN d'une capacité MOS qui présente l'influence de $m_{ox}$ avec $m_{Sc} = 0.76m_e$ , $\phi_b = 2.74eV$ . . . . .	21
1.25	Plan FN d'une capacité MOS qui présente l'influence de $\phi_b$ avec $m_{ox} = 0.42m_e$ , $m_{Sc} = 0.76m_e$ . . . . .	22
1.26	Caractéristique électrique J(E) qui présente une émissions Fowler-Nordheim pour deux types de semi-conducteurs, $m_{ox} = 0.42m_e$ . . . . .	22
1.27	Courbe $\log(J)$ en fonction de $E_{ox}$ d'une capacité MOS qui présente une comparaison entre le mécanisme tunnel direct et l'émission Fowler-Nordheim $t_{ox} = 35 \times 10^{-10}m$ , $m_{ox} = 0.42m_e$ , $m_{Sc} = 0.76m$ , $\phi_b = 3.1eV$ . . . . .	23
1.28	Caractéristique électrique qui présente l'influence de la barrière de potentiel sur l'émission Schottky, $m_{Sc} = m_e$ , $\epsilon_r = 3.9$ , T=27 °C . . . . .	25
1.29	Caractéristique électrique qui présente l'influence de la température sur l'émission Schottky, $m_{Sc} = m_e$ , $\epsilon_r = 3.9$ , $\phi_b = 3.45eV$ . . . . .	25
1.30	Caractéristique électrique qui présente l' influence de la masse effective de l'électron dans le semi-conducteur sur l'émission Schottky, $\epsilon_r = 3.9$ , $\phi_b = 3.45eV$ , T=27 °C. . . . .	25
2.1	Structure cristalline cubique et hexagonale du SiC. . . . .	28
2.2	Différence entre les positions relatives de deux bicouches successives. . . . .	29
2.3	Alternance de bicouches Si-C en 3 dimensions pour les trois polytypes 3C-(ABC), 4H-(ABAC) et 6H-(ABCACB) du SiC respectivement (les atomes de carbone son en site tétraédrique entre les deux couches, de même pour le silicium). . . . .	29
2.4	Nom et position des charges dans l'oxyde des capacité MOS. . . . .	33
2.5	Caractéristique électrique densité de courant-champ électrique J(E) à température ambiante pour les oxydes formés en $O_2$ sec et en $N_2O$ sur 4H-SiC de type n, la surface de grille est $0.025mm^2$ . . . . .	35
2.6	Caractéristiques électriques J(E) à l'échelle Log-Log pour les capacités MOS. . . . .	36

2.7	Caractéristique électrique $J(E)$ à faible champ électrique dans les capacités MOS à base 4H-SiC . . . . .	37
2.8	Courbe $\ln(J/E_{ox})$ en fonction de $\sqrt{E_{ox}}$ d'une capacité MOS à base 4H-SiC pour les deux oxydes présente le mécanisme de transport Poole-frenkel. . . . .	39
2.9	Courbe $\ln(J.E_{ox})$ en fonction de $(1/E_{ox})$ d'une capacité MOS à base 4H-SiC pour les deux oxydes présente le mécanisme de transport TAT. . . . .	41
2.10	Plan FN d'une capacité MOS à base 4H-SiC pour les deux oxydes. . . . .	43
2.11	Plan FN des capacités MOS à base 4H-SiC avec un oxyde formé en $N_2O$ à différentes surfaces. . . . .	45
2.12	Plan FN des capacités MOS à base 4H-SiC avec un oxyde formé en $O_2$ à différentes surfaces. . . . .	46
3.1	Diagramme de bande d'une capacité MOS à base Si (type p) illustre l'affinité électronique dans le polysilicium. . . . .	51
3.2	Comparaison du rapport $J_{FN}(T)/J_{FN}(0)$ en fonction de la température entre plusieurs modèles, capacité MOS à base silicium, $m_{ox} = 0.42m_e$ , $m_{Si} = m_e$ , $\phi_b = 3.21eV$ , $N_S = 1.5 \times 10^{20}cm^{-3}$ , $E_{ox} = 10Mv/cm$ . . . . .	52
3.3	Comparaison du rapport $J_{FN}(T)/J_{FN}(0)$ en fonction de la température entre plusieurs modèles, capacité MOS à base 4H-SiC, $m_{ox} = 0.42m_e$ , $m_{sic} = 0.76m_e$ , $\phi_b = 2.74eV$ , $N_S = 1.3 \times 10^{20}cm^{-3}$ , $E_{ox} = 10Mv/cm$ . . . . .	53
3.4	Comparaison du rapport $J_{FN}(T)/J_{FN}(0)$ en fonction de la température entre plusieurs modèles avec une affinité constante, capacité MOS à base 4H-SiC, $\chi = 2.85eV$ , $m_{ox} = 0.42m_e$ , $m_{sic} = 0.76m_e$ , $\phi_b = 2.74eV$ , $N_S = 1.3 \times 10^{20}cm^{-3}$ , $E_{ox} = 10Mv/cm$ . . . . .	54
3.5	Comparaison du rapport $J_{FN}(T)/J_{FN}(0)$ en fonction de la température entre le modèle de Good- Müller et le modèle de Pananakakis avec la variation de la dérivé du coefficient de transmission, capacité MOS à base 4H-SiC, $m_{ox} = 0.42m_e$ , $m_{sic} = 0.76m_e$ , $\phi_b = 2.74eV$ , $N_S = 1.3 \times 10^{20}cm^{-3}$ , $E_{ox} = 10Mv/cm$ . . . . .	54

- 3.6 Le rapport  $J_{FN}(T)/J_{FN}(0)$  d'une capacité MOS à base 4H-SiC en utilisant le modèle Snow-Lenzlinger avec,  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $m_{sic} = 0.76m_e$ ,  $\phi_b = 2.74eV$ ,  $E_{ox} = 10Mv/cm$ . . . . . 55
- 3.7 Plan FN à plusieurs températures d'une capacité MOS à base 4H-SiC en utilisant le modèle de Good et Müller avec  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $m_{sic} = 0.76m_e$ ,  $t_{ox} = 97$  nm,  $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ ,  $N_S = 1.3 \times 10^{20}cm^{-3}$ ,  $\chi(T) = (2.85 - 2 \times 10^{-4} \times T)eV$ . . . . . 55
- 3.8 Plan Fowler-Nordheim d'une capacité MOS à base 4H-SiC en utilisant le modèle de Pananakakis et al. avec  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $m_{sic} = 0.76m_e$ ,  $t_{ox} = 97$  nm,  $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ ,  $\phi_b = 2.74$  eV,  $N_S = 1.3 \times 10^{20}cm^{-3}$ ,  $\chi(T) = (2.85 - 2 \times 10^{-4} \times T)eV$ . . . . . 56
- 3.9 Caractéristiques courant-tension à plusieurs températures d'une capacité MOS à base 4H-SiC en utilisant le modèle de Snow-Lenzlinger, avec  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $m_{sic} = 0.76m_e$ ,  $t_{ox} = 97$  nm,  $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ ,  $\phi_b = 2.74$  eV. . . . . 56
- 3.10 Caractéristiques courant-tension à plusieurs températures d'une capacité MOS à base 4H-SiC en utilisant le modèle de Snow-Lenzlinger, avec  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $m_{sic} = 0.76m_e$ ,  $t_{ox} = 97$  nm,  $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ ,  $\phi_b = 2.74$  eV. . . . . 56
- 3.11 Plan FN d'une capacité MOS à base 4H-SiC en utilisant le modèle de Snow-Lenzlinger, avec  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $m_{sic} = 0.76m_e$ ,  $t_{ox} = 97$  nm,  $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ ,  $\phi_b = 2.74$  eV. . . . . 57
- 3.12 Le facteur correctif de Snow-Lenzlinger en fonction de la température. 58
- 3.13 Comparaison des plans FN des capacités MOS à base 4H-SiC par les trois modèles. . . . . 58
- 3.14 Comparaison des plans FN des capacités MOS à base 4H-SiC par les trois modèles. . . . . 59
- 3.15 Comparaison des plans FN des capacités MOS à base 4H-SiC par deux modèles. . . . . 59

3.16	Extraction du paramètre $A_{FN}$ à partir d'un plan FN à plusieurs températures d'une capacité MOS à base 4H-SiC en utilisant la méthode des moindres carrés. . . . .	60
3.17	Extraction du paramètre $B_{FN}$ à partir d'un plan FN à 4H-SiC températures d'une capacité MOS à base silicium en utilisant la méthode des moindres carrés. . . . .	60
3.18	Extraction de la barrière de potentiel $\phi_b$ à partir d'un plan FN à plusieurs températures d'une capacité MOS à base 4H-SiC en utilisant la méthode des moindres carrés, $\phi_b(T) = \chi(T) - E_F(T)$ . . . . .	61
3.19	Minimum local et minimum global. . . . .	63
3.20	L'organigramme de la méthode du recuit simulé. . . . .	66
3.21	Présentation de la fonction objectif dans l'espace (MOS à base 4H-SiC). . . . .	67
3.22	La fonction objectif et le minimum global $B_{FN}^{opt}$ . . . . .	67
3.23	La fonction objectif et le minimum global $A_{FN}^{opt}$ . . . . .	67
3.24	Effet du nombre d'itérations externes sur la fonction objectif. . . . .	69
3.25	L'incertitude relative de $B_{FN}$ en fonction de la température en utilisant la méthode du recuit simulé(modèle de Pananakakis et al.), MOS à base Si, $t_{ox} = 9.6\text{nm}$ , $m_{ox} = 0.4me$ , $s = 1 \times 10^{-8}m^2$ , $m_{si} = me$ . . . . .	70
3.26	Barrière de potentiel en fonction de la température extraite en utilisant la méthode du recuit simulé , MOS à base Si, $t_{ox} = 9.6 \text{ nm}$ , $m_{ox} = 0.4me$ , $s = 1 \times 10^{-8}m^2$ , $m_{si} = me$ , $\phi_b(T) = \chi(T) - E_F(T)$ . . . . .	71
3.27	L'organigramme de la méthode des algorithmes génétiques. . . . .	74
3.28	L'incertitude relative de $B_{FN}$ en fonction de la température en utilisant la méthode des algorithmes génétiques (modèle de Snow-Lenzlinger) , MOS à base Si, $t_{ox}=9.6 \text{ nm}$ , $m_{ox} = 0.4me$ , $s = 1 \times 10^{-8}m^2$ , $m_{si} = me$ . . . . .	75

- 3.29 L'incertitude relative de  $B_{FN}$  en fonction de la température en utilisant la méthode des algorithmes génétiques(modèle de Pananakakis et al.) , MOS à base Si,  $t_{ox}=9.6$  nm,  $m_{ox} = 0.4me, s = 1 \times 10^{-8}m^2, m_{si} = me$ . . . . . 75
- 3.30 Barrière de potentiel en fonction de la température extraite en utilisant la méthode des algorithmes génétiques , MOS à base Si,  $t_{ox} = 9.6$  nm,  $m_{ox} = 0.4me, s = 1 \times 10^{-8}m^2, m_{si} = me$ ,  $\phi_b(T) = \chi(T) - E_F(T)$ . . . . . 75
- 3.31 L'incertitude relative de  $B_{FN}$  en fonction de la température en utilisant la méthode des algorithmes génétiques (modèle de Snow-Lenzlinger), MOS à base 4H-SiC,  $t_{ox} = 97$  nm,  $m_{ox} = 0.42me, s = 2.5 \times 10^{-8}m^2, m_{SiC} = 0.76me$ . . . . . 76
- 3.32 L'incertitude relative de  $B_{FN}$  en fonction la de la température en utilisant la méthode des algorithmes génétiques (modèle de Pananakakis et al.), MOS à base 4H-SiC,  $t_{ox} = 97$  nm,  $m_{ox} = 0.42me, s = 2.5 \times 10^{-8}m^2, m_{SiC} = 0.76me$ . . . . . 76
- 3.33 Barrière de potentiel en fonction de la température extraite en utilisant la méthode des algorithmes génétiques, MOS à base 4H-SiC,  $t_{ox} = 97$  nm,  $m_{ox} = 0.42me, s = 2.5 \times 10^{-8}m^2, m_{si} = 0.76me$ ,  $\phi_b(T) = \chi(T) - E_F(T)$ . . . . . 76
- 3.34 Effet de nombre de générations (itération) sur la fonction objectif. . . . . 77
- 3.35 Effet du bruit sur les caractéristiques I(V). . . . . 78
- 3.36 Effet du bruit sur l'incertitude relative  $\varepsilon_{B_{FN}}$  à plusieurs températures pour une capacité MOS à base Si par la méthode des algorithmes génétiques en utilisant le modèle de Snow-Lenzlinger. . . . . 78
- 3.37 Effet du bruit sur l'incertitude relative  $\varepsilon_{B_{FN}}$  à plusieurs températures pour une capacité MOS à base Si par la méthode des algorithmes génétiques en utilisant le modèle de Pananakakis et al. . . . . 78
- 3.38 Effet du bruit sur l'incertitude relative  $\varepsilon_{B_{FN}}$  à plusieurs températures pour une capacité MOS à base 4H-SiC par la méthode des algorithmes génétiques en utilisant le modèle de Snow-Lenzlinger. . . . . 79

3.39	Effet du bruit sur l'incertitude relative $\varepsilon_{B_{FN}}$ à plusieurs températures pour une capacité MOS à base 4H-SiC par la méthode des algorithmes génétiques en utilisant le modèle de Pananakakis et al. . . . .	79
3.40	Barrière de potentiel extraite en fonction de la température et le bruit par le modèle Snow-Lenzlinger en utilisant la méthode des algorithmes génétiques, MOS à base silicium, $t_{ox} = 9.6$ nm, $m_{ox} = 0.42me$ , $s = 2.5 \times 10^{-8}m^2$ , $m_{si} = me$ . . . . .	80
3.41	Barrière de potentiel extraite en fonction de la température et le bruit par le modèle Pananakakis en utilisant la méthode des algorithmes génétiques, MOS à base silicium, $t_{ox} = 9.6$ nm, $m_{ox} = 0.42me$ , $s = 2.5 \times 10^{-8}m^2$ , $m_{si} = me$ . . . . .	80
3.42	Barrière de potentiel extraite en fonction de la température et le bruit par le modèle de Snow-lenzlinger en utilisant la méthode des algorithmes génétiques, MOS à base 4H-SiC, $t_{ox} = 97$ nm, $m_{ox} = 0.42me$ , $s = 2.5 \times 10^{-8}m^2$ , $m_{si} = 0.76me$ . . . . .	81
3.43	Barrière de potentiel extraite en fonction de la température et le bruit par le modèle Pananakakis en utilisant la méthode des algorithmes génétiques, MOS à base 4H-SiC, $t_{ox} = 97$ nm, $m_{ox} = 0.42me$ , $s = 2.5 \times 10^{-8}m^2$ , $m_{si} = 0.76me$ . . . . .	81
3.44	Comparaison entre deux méthodes pour l'extraction d'une barrière de potentiel d'une capacité MOS à base Si en utilisant le modèle de Pananakakis et al. . . . .	82
3.45	Comparaison entre deux méthodes pour l'extraction d'une barrière de potentiel d'une capacité MOS à base Si en utilisant le modèle de Snow-Lenzlinger. . . . .	82
3.46	Caractéristique I(V) expérimentale à différentes températures d'une capacité MOS à base 4H-SiC avec un oxyde formé en $N_2O$ avec $t_{ox} = 97nm$ , $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ . . . . .	83
3.47	Plan FN expérimentale à différentes températures d'une capacité MOS à base 4H-SiC avec l'oxyde formé en $N_2O$ . . . . .	84

---

3.48	Caractéristique I(V) expérimentale à différentes températures d'une capacité MOS à base 4H-SiC avec un oxyde formé en $O_2$ avec $t_{ox} = 62nm$ , $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ . . . . .	84
3.49	Plan FN expérimentale à différentes températures d'une capacité MOS à base 4H-SiC avec un oxyde formé en $O_2$ . . . . .	84
3.50	La barrière de potentiel des capacités MOS/4H-SiC à différentes températures (oxyde formé en $N_2O$ ) avec $m_{ox} = 0.42m_e$ extraite en utilisant la méthode des AG par plusieurs modèles. . . . .	85
3.51	La barrière de potentiel des capacités MOS/4H-SiC à différentes températures (oxyde formé en $O_2$ ) avec $m_{ox} = 0.42m_e$ extraite en utilisant la méthode des AG par plusieurs modèles. . . . .	85

# Liste des tableaux

2.1	Quelques propriétés du SiC comparées à celle des autres Sc. . . . .	30
2.2	Comaparaision des résultats expérimentaux . . . . .	44
3.1	Les paramètres utilisés dans la méthode du recuit simulé. . . . .	68
3.2	Effet du nombre d'itérations internes sur l'incertitude relative $\varepsilon_{B_{FN}}$ en utilisant la méthode du recuit simulé. . . . .	70
3.3	Les paramètres utilisés dans la méthode des algorithmes génétiques. . . . .	73
3.4	Effet de la taille initiale de population sur les incertitudes relatives $\varepsilon_{A_{FN}}$ et $\varepsilon_{B_{FN}}$ en utilisant la méthode des algorithmes génétiques. . . . .	77

# Introduction générale

La capacité MOS qui tient son appellation de la coupe verticale Métal / Oxyde / Semi-conducteur, est aujourd'hui la structure élémentaire des circuits intégrés constituant la plus part des dispositifs électroniques qui nous entourent.

L'idée de base du transistor à effet de champ, MOSFET (MOS Field Effect transistor) fut énoncée pour la première fois dans l'année 1920.

En 1958, le premier circuit intégré a été inventé en fabriquant cinq composants sur le même substrat mais il a fallu attendre 1960 pour en voir la première réalisation du transistor MOSFET utilisant le silicium comme substrat et la silice comme oxyde de grille.

Ainsi le premier processeur vit le jour chez INTEL<sup>1</sup>, en 1971, constitué de 2300 transistor nMOS de 10  $\mu\text{m}$  de longueur de grille et fonctionnant à une fréquence d'horloge de 180 kHz.

Pour le développement et l'exploitation industrielle du transistor, deux aspects sont pris en considération : la vitesse de transmission de l'information et la diminution des dimensions (miniaturisation).

Toutefois, dans cette course à la miniaturisation, un certain nombre d'effets parasites sont apparus, venant dégrader les caractéristiques électriques des dispositifs. Ce sont les fuites de grille croissant avec la réduction de l'épaisseur de diélectrique compromettant ainsi la bonne fonctionnalité du transistor et conduisant à une forte consommation de puissance.

---

1. Société anonyme américaine, fondée en 1968, dont le siège social se trouve à Santa Clara(California), spécialisé en électronique et micro-électronique

En effet, les dimensions latérales des transistors deviennent si faibles que ces matériaux ne peuvent plus tenir les tensions de fonctionnement sans occasionner d'importantes fuites électriques. Si l'on comprend bien l'effet néfaste de l'augmentation de la résistance (consommation électrique des circuits), la constante de temps . . . , le transistor « tout silicium » semble aujourd'hui avoir atteint ses limites donc l'évolution des futures générations de dispositifs passe ainsi par l'étude de nouvelles architectures et de nouveaux matériaux.

Pourtant, si un accroissement des performances a pu être atteint et maintenu pendant longtemps, ce fut notamment grâce à l'utilisation de matériaux classiques de la micro-électronique : le silicium (Si) et l'oxyde de silicium ( $SiO_2$ ) pour les grilles des transistors.

Le carbure de silicium (SiC) pourrait bien être le matériau de ce siècle, car ses propriétés physiques et surtout électroniques font de lui un semi-conducteur idéal dans le domaine de l'opto-électronique des courtes longueurs d'ondes et l'électronique pour les applications haute puissance, haute fréquence, haute température et devant résister également aux radiations.

L'énergie élevée de la liaison Si-C ( $\approx 5$  eV) rend le SiC résistant aux hautes températures et aux rayonnements et lui confère une grande stabilité chimique et physique, d'autre part, sa large bande interdite limite les effets de conduction intrinsèque à l'origine des courants de fuite, aussi, la température maximale de fonctionnement, varie entre  $1000^\circ\text{C}$  et  $1450^\circ\text{C}$  selon les polytypes de SiC alors qu'elle n'est que de  $350^\circ\text{C}$  pour le Si. Le champ de claquage électrique des différents polytypes de SiC est très élevé et atteint presque 10 fois celui du Si et même du GaAs (Arséniure de Gallium).

Bien que ce nouveau matériau (SiC) possède de bonnes propriétés intrinsèques, son intégration dans la technologie MOS est retardée car certains problèmes qui doivent encore être résolus, dont la qualité électrique est loin de concurrencer celle de l'oxyde de silicium. Le développement d'une technologie MOS/SiC est donc plus que jamais un sujet d'actualité et passe nécessairement et avant tout par l'amélioration de la qualité électrique du système (oxyde/SiC)

. Tout au long de ce travail, nous concentrerons surtout nos études sur le polytype 4H du carbure de silicium car il correspond au polytype de choix pour des applications MOSFETs.

Il s'agit plus précisément de réaliser des structures MOS/4H-SiC et d'étudier le comportement électrique du système ( $SiO_2/SiC$ ) formé afin d'en évaluer sa qualité. Il a été décidé pour l'analyse électrique des oxydes de travailler essentiellement sur des mesures courant-tension I(V).

A partir de cette caractérisation à température ambiante, différents mécanismes de conduction à travers l'oxyde sont apparus dans différentes gammes de champ électrique et avec la méthode des moindres carrés nous pouvons extraire plusieurs paramètres physiques de la structure. Puis nous commençons l'étude de ces phénomènes à différentes températures pour voir son influence, où nous avons choisi le phénomène d'émission Fowler Nordheim, car ce dernier joue un rôle dominant à un champ électrique élevé en présentant les différents modèles qui l'expliquent. Cette problématique sera abordée en trois chapitres :

Dans le premier chapitre nous allons parler sur les différents mécanismes de courant de fuite à travers l'oxyde, illustrés par simulation.

Dans le deuxième chapitre, nous présentons une étude expérimentale à température ambiante des structures MOS réelles à base de 4H-SiC. Auparavant la structure cristallographique du SiC sera détaillée ainsi que ses nombreuses propriétés physiques et on mettra l'accent sur les propriétés électriques de l'interface (oxyde/SiC).

Le troisième chapitre sera dédié à l'effet de la température sur l'émission Fowler Nordheim. L'étude par simulation de ce mécanisme a été effectué. Pour l'extraction des paramètres nous allons utiliser la méthode du recuit simulé et la méthode des algorithmes génétiques. Nous allons également étudier l'extraction des paramètres des structures réelles à base de 4H-SiC.

Enfin, nous synthétiserons les différents résultats obtenus dans une conclusion générale.

# Chapitre 1

## Généralités sur les phénomènes de transport de courant dans les structures MOS

### 1.1 Introduction

Dans cette partie, nous allons rappeler brièvement les différents mécanismes gérant la conduction dans l'oxyde des capacités Métal/Oxyde/Semi-conducteur MOS lors de l'injection de porteurs et nous essayons de présenter par simulation ces phénomènes en utilisant les différents modèles proposés en littérature.

### 1.2 Capacité MOS

La capacité MOS est constituée d'une couche d'oxyde entre un substrat semi-conducteur (Sc) de type n ou p et un métal (ou polysilicium), appelé grille comme le montre la figure (1.1).

L'étude du comportement de cette capacité sous une polarisation variable appliquée entre le substrat et la grille est un moyen puissant pour évaluer la qualité de la couche d'oxyde et la qualité de l'interface (oxyde/Sc).

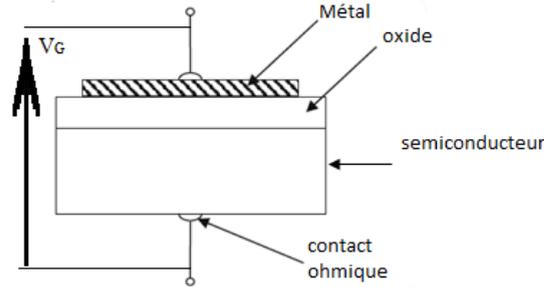


FIGURE 1.1: Une section verticale d'une capacité MOS,  $V_G$  est la tension appliquée.

### 1.2.1 Capacité MOS idéale

Avant de caractériser électriquement le dispositif MOS réel en prenant en considération les défauts contenus dans l'oxyde, la structure MOS idéale sera présentée.

La structure MOS est appelée idéale si les deux conditions suivantes sont vérifiées :

- a) Le travail de sortie du métal  $\phi_m$  et Le travail de sortie du Sc  $\phi_s$  sont égaux : cela implique que dans les trois matériaux, tous les niveaux d'énergie sont plats, en l'absence de tension appliquée à la structure, c'est le régime de bandes plates (flat band), comme le montre la figure (1.2).

Où  $t_{ox}$  est l'épaisseur de l'oxyde,  $N_V$  est le niveau vide,  $\chi$  est l'affinité électronique du Sc,  $E_c$  est la bande de conduction,  $E_v$  est la bande de valance,  $E_g$  est l'énergie de gap,  $E_F$  est le niveau de Fermi extrinsèque,  $E_i$  est le niveau de Fermi intrinsèque.

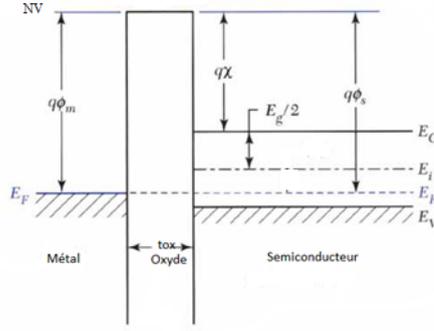


FIGURE 1.2: Diagramme de bande d'une capacité MOS idéale

- b) Il n'existe pas de charges dans l'oxyde et à l'interface (oxyde/Sc), ce qui implique que le champ électrique est nul partout en l'absence de toute tension appliquée.

Dans le cas réel ( $\phi_m \neq \phi_s$ ), le régime de bandes plates n'est pas obtenu pour  $V_G = 0$  V mais pour :

$$V_G = \phi_m - \phi_s - \frac{Q_{ss}}{C_i} - \frac{Q_{ox}}{C_i} \quad (1.1)$$

Où  $Q_{ss}$  est la charge localisée à l'interface (isolant/Sc) et  $Q_{ox}$  est la charge dans l'oxyde et  $C_i$  est la capacité de l'isolant donnée par :

$$C_i = \varepsilon_r \varepsilon_0 \times \left( \frac{S}{t_{ox}} \right) \quad (1.2)$$

Où  $\varepsilon_r$  est la constante diélectrique relative de l'oxyde,  $\varepsilon_0$  est la constante diélectrique du vide et  $S$  est la surface de l'électrode.

## 1.2.2 Barrière de Potentiel

Le problème essentiel dans l'étude des hétéro-structures est la détermination de la barrière de potentiel qui existe aux différentes interfaces, cette obstacle conditionne le passage d'un électron ou d'un trou d'un matériau à l'autre. La figure (1.3) illustre la barrière qui existe entre le métal et l'oxyde (même en l'absence de toute polarisation).

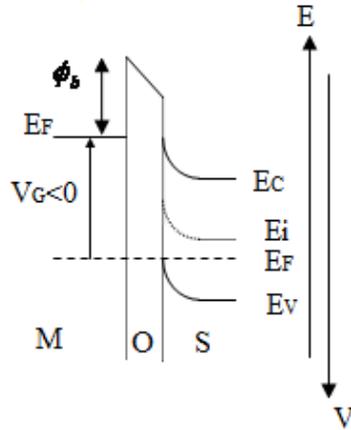


FIGURE 1.3: Capacité MOS et barrière de potentiel ( $\phi_b$ ),  $\mathbf{E}$  est l'axe d'énergie et  $\mathbf{V}$  l'axe de tension.

Lorsque la température est différente de zéro l'énergie thermique permet à certains électrons de franchir cette barrière par saut, c'est l'émission thermoélectronique. Cette émission n'est pas le seul régissant le transfert d'électrons. Un autre effet, typiquement quantique, c'est l'effet tunnel, il intervient si la barrière est relativement étroite de quelques nanomètres, la nature ondulatoire de l'électron permet à ce derniers de passer à travers celle-ci. Or à l'interface entre deux matériaux, on peut artificiellement réduire la largeur de la barrière par l'action d'un champ électrique interne ou externe appliqué, lorsqu'il atteint des valeurs de l'ordre de  $10^7$  V/cm [1]. Une cathode peut ainsi émettre des électrons même à la température ambiante, cette émission froide porte le nom d'émission de champ.

### 1.3 Phénomènes de transport à travers une structure MOS (courants de fuites)

Les différents mécanismes de conduction peuvent être décrits sous la condition que la couche d'oxyde soit entièrement homogène. Cette condition peut être obtenue pour des couches plus épaisses que 50 Å, mais rarement atteinte pour les

couches minces. Lorsque l'oxyde n'est pas homogène, il est difficile de prendre en compte des paramètres géométriques dans les modèles physiques [2]. La conduction électronique observée dans la couche d'oxyde mince peut être dû à différents mécanismes de transports.

Dans certains cas, la conduction est de type Ohmique avec une résistivité élevée. Dans d'autres cas, les électrons peuvent se déplacer librement à l'intérieur de la couche d'oxyde (effet Schottky, effet tunnel direct et effet tunnel Fowler Nordheim), où leur transport peuvent être associés à des pièges (mécanisme Poole-Frenkel, trap assisted tunneling, ...).

Les principaux types de conduction électronique pour une structure MOS sont illustrés à la figure (1.4).

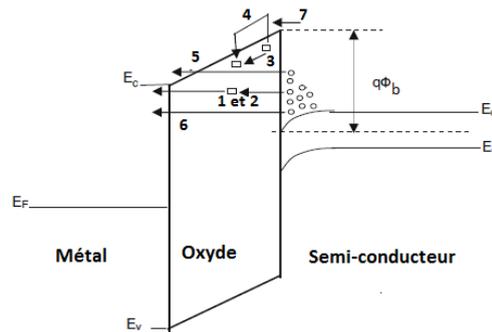


FIGURE 1.4: Phénomènes de transport à travers l'oxyde d'une structure MOS.

- (1) Mécanisme de conduction **Ohmique**.
- (2) Mécanisme de conduction **trap-filled-limit (TFL)**.
- (3) Mécanisme de conduction assisté par pièges **Trap Assisted Tunneling(TAT)**.
- (4) Mécanisme de conduction par émission **Poole-Frenkel(PF)**.
- (5) Mécanisme de conduction par émission **Fowler Nordheim (FN)** .
- (6) Mécanisme de conduction par **effet tunnel direct**.
- (7) Mécanisme de conduction par **effet Schottky**.

Dans cette partie nous allons présenter et simuler les mécanismes de transport de courant à travers l'oxyde d'une capacité MOS en fonction de plusieurs paramètres physiques tels que le champ électrique, la barrière de potentiel, ...

### 1.3.1 Régime d'injection faible (conduction Ohmique)

A faible champ électrique un régime de conduction *Ohmique* pilote le transport du courant car la densité de porteurs injectés dans le matériau est négligeable devant sa densité de charge intrinsèque. La densité de courant s'exprime alors comme suit [2, 3] :

$$J_{ohm} = \sigma \times E_{ox} \quad (1.3)$$

Où  $\sigma$  est la conductivité électrique dans l'oxyde à température ambiante,  $E_{ox}$  est le champ électrique dans l'oxyde.

Nous essayons de présenter l'influence de la conductivité électrique de quelques oxydes sur la densité de courant par simulation, comme le montre la figure (1.5)[3].

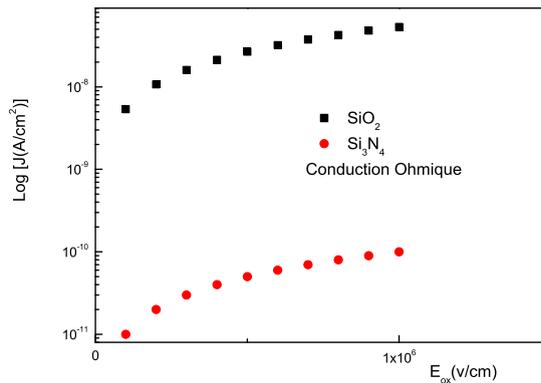


FIGURE 1.5: Caractéristique électrique densité de courant(champ électrique)  $\log J(E_{ox})$  qui présente la conduction Ohmique,  $\sigma(SiO_2) = 5.34 \times 10^{-14}(\Omega \times cm)^{-1}$ ,  $\sigma(Si_3N_4) = 1.00 \times 10^{-16}(\Omega \times cm)^{-1}$ .

La figure (1.5) montre que le type de l'oxyde influe sur ce phénomène et nous avons besoin d'un oxyde qui présente une grande résistivité pour minimiser le plus possible le courant de fuite.

### 1.3.2 Régime d'injection forte (conduction TFL)

Lorsque le champ électrique appliqué à la capacité augmente, la densité des porteurs injectés dans le matériau devient plus importante et bien qu'une partie de ces derniers soit piégés dans le volume du diélectrique, la charge injectée constitue maintenant l'espèce dominante.

La densité du courant qui traverse le diélectrique a une dépendance de puissance au champ électrique, caractérisant la conduction limitée par des charges d'espace, les pièges sont graduellement remplis avec l'augmentation du champ appliqué à la capacité. Lorsque tous les pièges du diélectrique sont remplis, on parle alors d'injection forte (*courant limité par le remplissage des pièges TFL*). L'expression de la densité de courant a une dépendance de puissance au champ électrique [3, 4] :

$$J = B \times E_{ox}^n \quad (1.4)$$

B et n ce sont des constantes.

De même nous simulons l'influence de la constante n sur la caractéristique électrique, voir la figure (1.6).

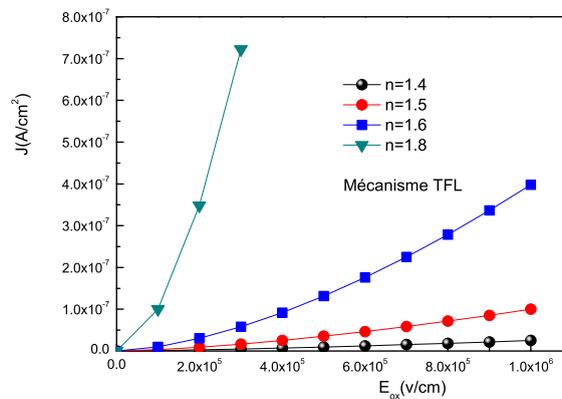


FIGURE 1.6: Caractéristique électrique densité de courant(champ électrique)  $J(E)$  qui présente le mécanisme de transport TFL,  $B = 10^{-16} A \times cm^{n-1}/V^n$ .

### 1.3.3 Mécanisme de conduction assisté par pièges TAT (trap assisted tunneling )

Le TAT est un processus qui se passe en deux étapes. Les électrons premièrement peuvent franchir l'interface par effet tunnel vers un piège, puis vers la bande de conduction de l'isolant (aussi par effet tunnel local) lorsque l'énergie de l'électron est inférieure au maximum de la hauteur de barrière énergétique entre deux pièges. Le modèle utilisé s'appuie sur le calcul de l'intégrale proposé par Cheng et al. [5] :

$$J_{TAT} = \int_0^{X_1} \frac{qC_t N_t P_1 P_2}{P_1 + P_2} \quad (1.5)$$

Où  $q$  est la charge électronique,  $N_t$  est la densité d'état des pièges,  $C_t$  est un paramètre qui sera défini ultérieurement,  $P_1$  et  $P_2$  ce sont les probabilités de transmission des électrons par effet tunnel (dans et hors du piège, respectivement), comme le montre la figure (1.7).

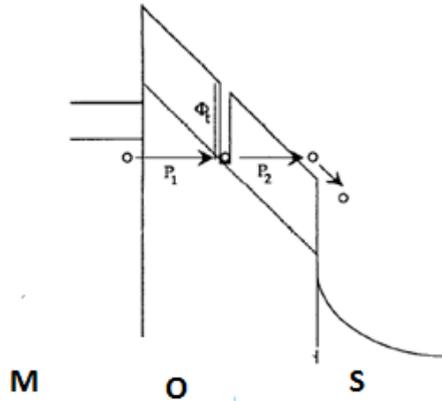


FIGURE 1.7: Diagramme de bande d'une capacité MOS qui présente le mécanisme de transport TAT,  $\phi_t$  est le niveau énergétique du piège.

Fleisher et al. [6–8] ont établi une formule simple de l'intégrale (1.5) :

$$J_{TAT} = \frac{2qC_t N_t \phi_t \exp[(-D/E_{ox})\phi_t^{3/2}]}{3E_{ox}} \quad (1.6)$$

$$D = 4\sqrt{2qm_{ox}}/3\hbar \quad (1.7)$$

Où  $q$  est la charge électronique,  $m_{ox}$  la masse effective de l'électron dans l'oxyde,  $\hbar$  la constante de Planck réduite,  $E_{ox}$  est le champ électrique,  $\phi_t$  est le niveau énergétique du piège,  $E_1$  l'énergie totale de l'électron.

$C_t$  est un paramètre associé à la masse effective dans l'oxyde et dans le polysilicium, donné par [5, 8] :

$$C_t = \left( \frac{m_{poly}}{m_{ox}} \right) \frac{8E_1^{3/2}}{3\hbar\sqrt{\phi_t - E_1}} \quad (1.8)$$

$E_1$  l'énergie totale de l'électron dans le métal, on le prend généralement égale 0,2 eV [6].

L'équation (1.6) indique l'émission TAT dans lequel le tracé du  $\ln(JE_{ox})$  en fonction de  $(1/E_{ox})$  est une ligne droite, donnée par :

$$\ln(JE_{ox}) = (-D\phi_t^{3/2})(1/E_{ox}) + \ln((2/3)qC_tN_t\phi_t) \quad (1.9)$$

L'équation (1.9) donne une ligne droite, à partir de la pente et l'ordonnée on peut extraire  $\phi_t$  et  $N_t$ .

La simulation de ce phénomène est présentée dans les figures (1.8) et (1.9), nous prenons  $m_{Sc} = 0.76m_e$  [9],  $C_t = 1$  [10, 11].

Nous allons présenter l'influence de quelques paramètres sur les caractéristiques électriques, comme  $\phi_t$ ,  $N_t$  et  $m_{ox}$ , dans les figures (1.10), (1.11) et (1.12) et ensuite l'influence de deux paramètres [8], voir les figures (1.13), (1.14).

La figure (1.10) montre que nous avons une bonne ligne droite pour  $\phi_t = 0.6$  eV et l'influence de ce paramètre est clair sur ce phénomène et lorsque  $\phi_t$  augmente le courant diminue.

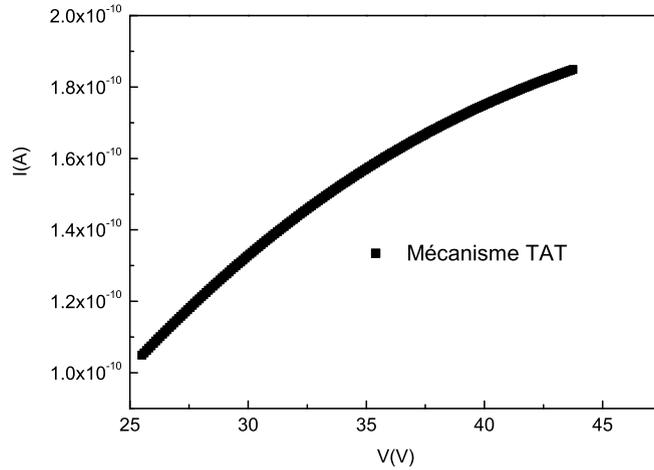


FIGURE 1.8: Caractéristique  $I(V)$  d'une capacité MOS/SiC qui présente le mécanisme de transport TAT avec  $t_{ox} = 97nm$ ,  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ ,  $\phi_t = 0.29eV$ ,  $Nt = 5 \times 10^{20}cm^{-3}$ .

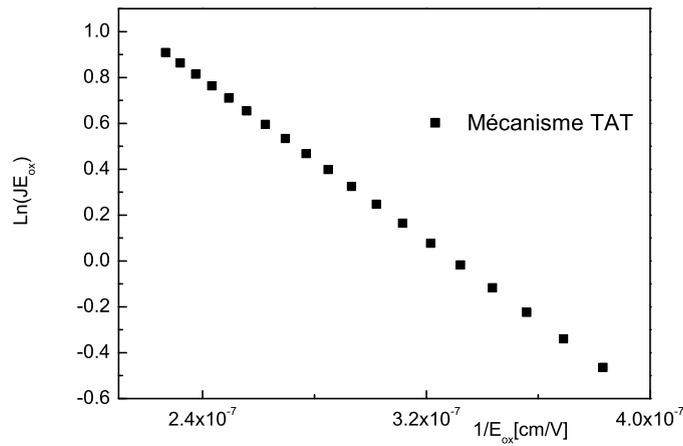


FIGURE 1.9: Courbe  $\ln(J.E_{ox})$  en fonction de  $(1/E_{ox})$  d'une capacité MOS/SiC qui présente le mécanisme de transport TAT avec  $t_{ox} = 97nm$ ,  $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ ,  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $\phi_t = 0.29eV$ ,  $Nt = 5 \times 10^{20}cm^{-3}$ .

La figure (1.11) nous présente l'influence de  $N_t$  sur l'émission TAT et si  $N_t$  augmente ce courant augmente, ca c'est évident car le nombre de porteurs qui peuvent franchir la barrière par effet tunnel augmente.

La figure (1.12) montre que si la masse effective de l'électron dans l'oxyde augmente le courant diminue mais d'une manière négligeable.

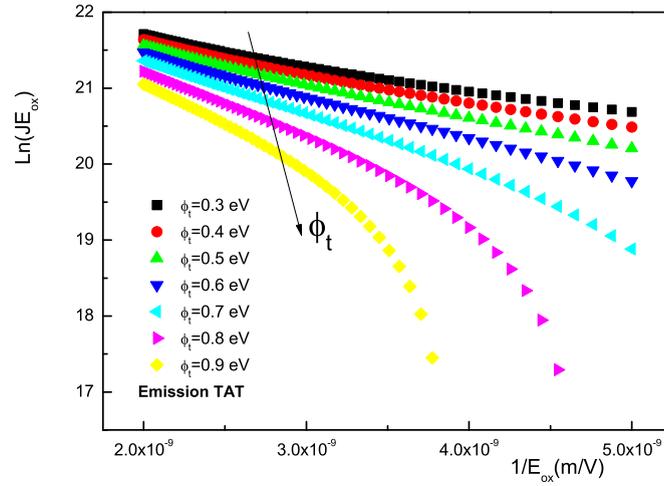


FIGURE 1.10: Influence de  $\phi_t$  sur le mécanisme TAT dans une capacité MOS avec  $m_{pol} = 0.1m_e$  et  $E1 = 0.2eV$ ,  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $Nt = 5 \times 10^{20}cm^{-3}$ .

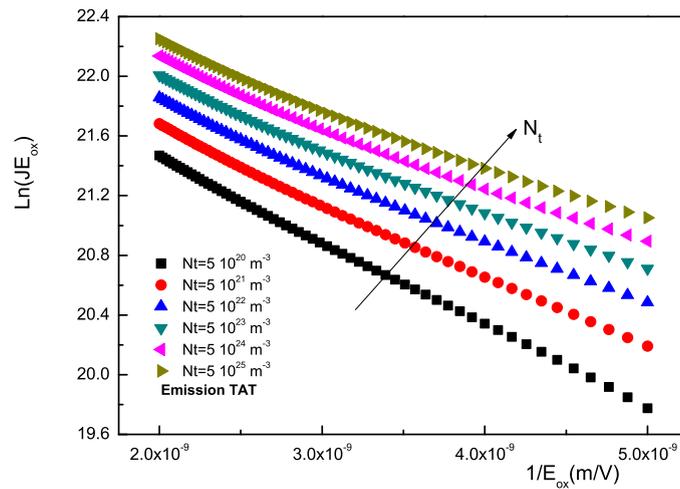


FIGURE 1.11: Influence de  $N_t$  sur le mécanisme TAT dans une capacité MOS avec  $m_{pol} = 0.1m_e$  et  $E1 = 0.2eV$ ,  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $\phi_t = 0.6eV$ .

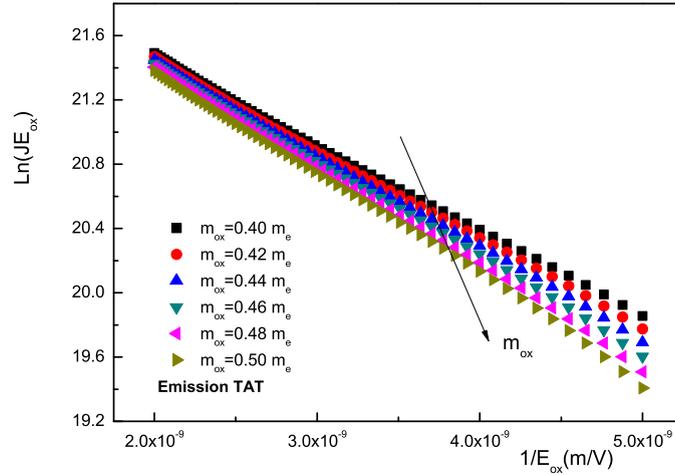


FIGURE 1.12: Influence de  $m_{ox}$  sur le mécanisme TAT dans une capacité MOS avec  $m_{pol} = 0.1m_e$  et  $E1 = 0.2eV$ ,  $\phi_t = 0.6eV$ ,  $Nt = 5 \times 10^{20} cm^{-3}$

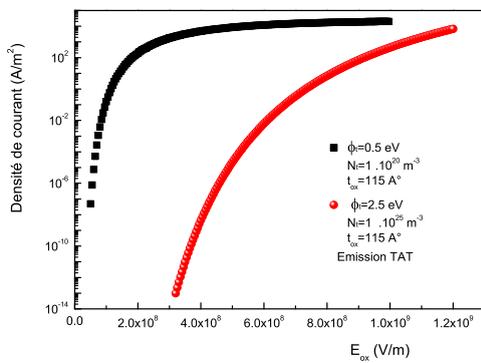


FIGURE 1.13: Caractéristique  $J(E)$  qui présente l'émission TAT, avec  $m_{pol} = 0.1m_e$  et  $E1 = 0.2eV$ ,  $m_{ox} = 0.42m_e$

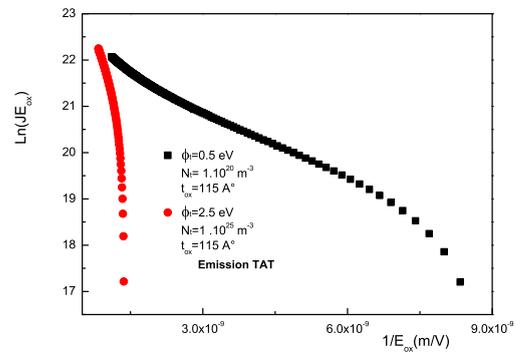


FIGURE 1.14: Courbe présente l'influence de deux paramètres sur l'émission TAT, avec  $m_{pol} = 0.1m_e$  et  $E1 = 0.2eV$ ,  $m_{ox} = 0.42m_e$

### 1.3.4 Mécanisme de conduction par émission Poole Frenkel (PF)

Ce type de conduction est géré par les propriétés volumiques de l'oxyde. Le transport est en effet assuré via des états localisés, situés dans la couche isolante. L'effet Poole-Frenkel se produit quand les états localisés sont situés non loin de la bande de conduction de l'oxyde. Les électrons piégés peuvent ainsi être excités thermiquement et le transport s'effectue par piégeage et dé-piégeage successifs dans ces centres.

Dans ce modèle, les défauts dans l'oxyde entraînent l'existence de sites énergétiques pouvant être occupés par les porteurs. D'autre part, le niveau de Fermi  $E_F$  est une valeur d'énergie qui, en première approximation, sépare les niveaux occupés des niveaux vides. À chaque site est associé une fonction d'onde, qui d'après la mécanique quantique est liée à la probabilité de présence. Lorsque les sites sont spatialement et/ou énergétiquement proches, il y a un recouvrement non négligeable des fonctions d'onde et donc une probabilité de passage d'un site à l'autre. Plus on se rapproche du niveau de Fermi, plus la probabilité d'occupation augmente et plus on a de chance de trouver des sites donneurs (occupés) ou accepteurs (vides) proches les uns des autres. On peut donc avoir un processus de migration de porteurs d'origine purement quantique qui se manifeste autour du niveau de Fermi, ce mécanisme est illustrée à la figure (1.15).

Dans ce type de conduction, les électrons franchissent la barrière d'oxyde en se déplaçant de piège en piège par capture et émission dans la bande de conduction de l'oxyde. Lorsque ce déplacement est dû à l'émission thermoionique on parle de courant « Poole-Frenkel » (l'énergie de l'électron est supérieur à la barrière de potentiel entre deux pièges).

Ce type de courant dépend donc de la densité des pièges dans l'oxyde et du volume d'oxyde. Le niveau énergétique  $E_t$  des pièges utile à ce genre de conduction doit être suffisamment proche de celui de la bande de conduction.

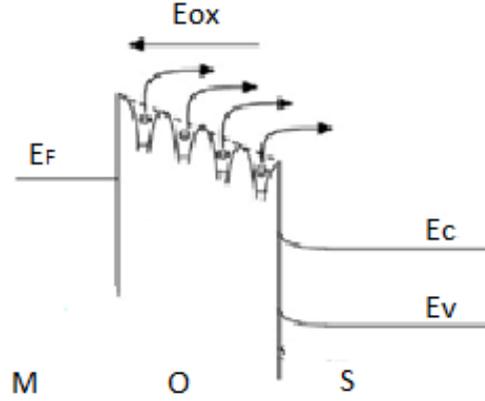


FIGURE 1.15: Diagramme de bande d'une capacité MOS présente le mécanisme d'émission Poole-Frenkel.

L'expression de la densité de courant résultant de ce phénomène peut être écrite selon [2–4] sous la forme :

$$J_{PF} = (qN_c\mu)E_{ox} \exp\left(\frac{-q(\phi_t - \sqrt{qE_{ox}/\pi\varepsilon_r\varepsilon_0})}{k_B T}\right) \quad (1.10)$$

Le courant Poole-Frenkel évolue donc en exponentiel du champ dans l'oxyde et dépend fortement de la température, où  $N_c$ ,  $\mu$ ,  $\phi_t$ , ( $\varepsilon_{ox} = \varepsilon_r\varepsilon_0$ ),  $k_B$  sont la densité d'états dans la bande de conduction, la mobilité électronique dans l'oxyde, le niveau énergétique du piège, la constante diélectrique de l'oxyde, la constante de Boltzmann respectivement. L'équation (1.10) peut s'écrire sous la forme :

$$\ln(J/E_{ox}) = \frac{q}{k_B T} \sqrt{\frac{q}{\pi\varepsilon_r\varepsilon_0}} \sqrt{E_{ox}} - \frac{q\phi_t}{k_B T} + \ln(q\mu N_c) \quad (1.11)$$

L'équation (1.11) donne une ligne droite, d'où on peut extraire plusieurs paramètres comme par exemple  $\phi_t$  et  $\varepsilon_r$ .

La simulation de ce phénomène est illustrée sur les figures (1.16) et (1.17), nous prenons  $(qN_c\mu) = 3 \times 10^{-9}(\Omega cm)^{-1}$  [3].

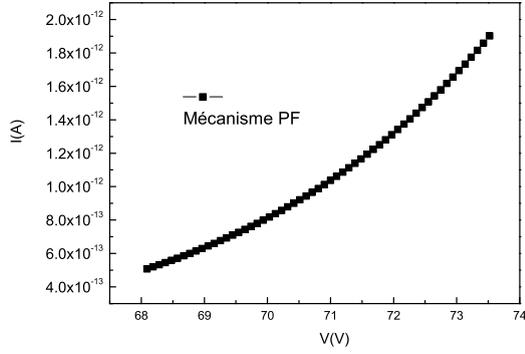


FIGURE 1.16: Caractéristique  $I(V)$  d'une capacité MOS/SiC présente le mécanisme de transport Poole-frenkel avec  $t_{ox} = 97nm$ ,  $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ ,  $\phi_t = 1.23eV$ ,  $\varepsilon_r = 3.9$ ,  $T = 25^\circ C$ .

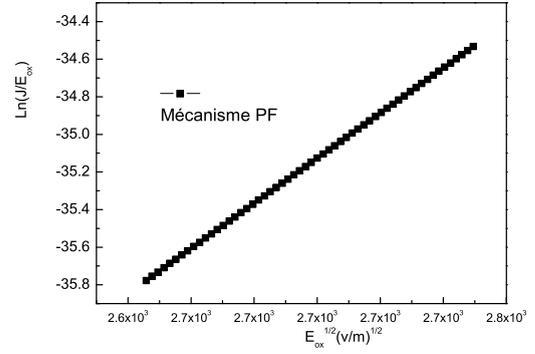


FIGURE 1.17: Courbe  $\ln(J/E_{ox})$  en fonction de  $\sqrt{E_{ox}}$  d'une capacité MOS/SiC qui présente le mécanisme de transport Poole-frenkel avec  $t_{ox} = 97nm$ ,  $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ ,  $\phi_t = 1.23eV$ ,  $\varepsilon_r = 3.9$ ,  $T = 25^\circ C$ .

Nous présentons dans les figures (1.18),(1.19),(1.20),(1.21) l'influence de quelques paramètres sur l'émission (PF) avec une comparaison entre le  $SiO_2$  et d'autres oxydes de grande permittivité (high- $k$ ).

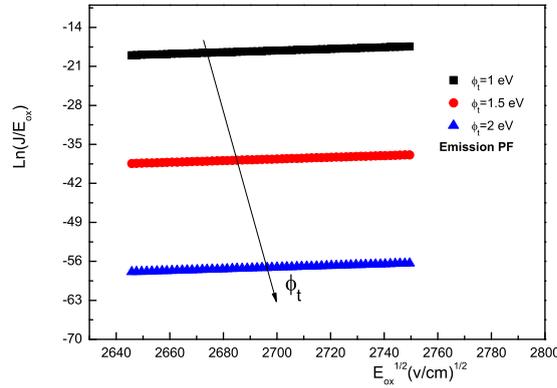


FIGURE 1.18: Influence de  $\phi_t$  sur le mécanisme PF dans une capacité MOS,  $\varepsilon_r = 3.9$ ,  $T = 25^\circ C$ .

La figure (1.18) montre que lorsque  $\phi_t$  augmente le courant diminue d'une manière remarquable.

La figure (1.21) montre l'effet de la température sur cette émission qui augmente si elle augmente.

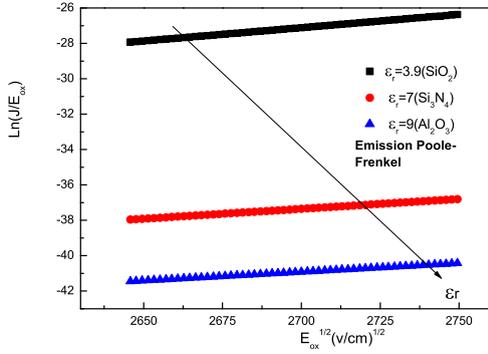


FIGURE 1.19: Influence de  $\epsilon_r$  sur le mécanisme PF dans une capacité MOS (comparaison entre le  $SiO_2$  et les oxydes de grande permittivité),  $\phi_t = 1.23eV$ ,  $T = 25^\circ C$ .

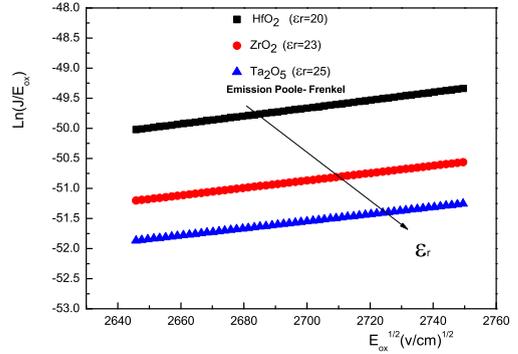


FIGURE 1.20: Influence de  $\epsilon_r$  sur le mécanisme PF dans une capacité MOS (comparaison entre les oxydes de grande permittivité),  $\phi_t = 1.23eV$ ,  $T = 25^\circ C$ .

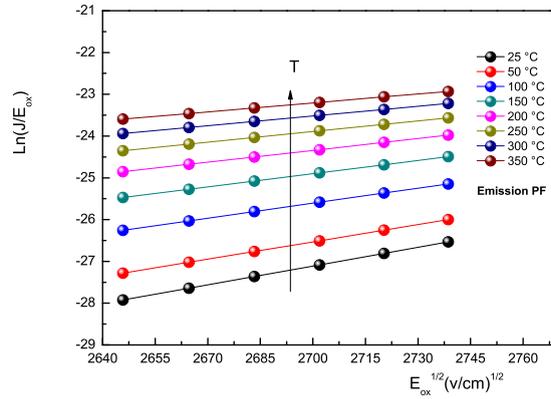


FIGURE 1.21: Influence de la température sur le mécanisme PF dans une capacité MOS,  $\phi_t = 1.23eV$ ,  $\epsilon_r = 3.9$ .

### 1.3.5 Mécanisme de conduction Fowler–Nordheim (FN)

Dans le cas d'un champ électrique élevé, la barrière énergétique peut être schématisée par un triangle, voir la figure (1.4) : il s'agit de l'effet tunnel Fowler-Nordheim (FN).

Selon Good et Müller [12], la densité de courant à travers l'oxyde de silicium est dépendante de la température  $T$  et du champ électrique  $E_{ox}$  et elle est calculée à partir du coefficient de transmission (ou probabilité de passage)  $T(E_{ox}, E)$  par

l'équation suivante :

$$J_{FN} = \frac{4\pi q m_{sc} k_B T}{h^3} \int_0^\chi \ln \left[ 1 + e^{\frac{(E_F(T)-E)}{k_B T}} \right] \times e^{\frac{-4\sqrt{2m_{ox}(\chi-E)^3}}{3hqE_{ox}}} dE \quad (1.12)$$

$$f(T, E) = \ln \left[ 1 + e^{\frac{(E_F(T)-E)}{k_B T}} \right] \quad (1.13)$$

$$T(E_{ox}, E) = e^{\frac{-4\sqrt{2m_{ox}(\chi-E)^3}}{3hqE_{ox}}} \quad (1.14)$$

Où  $E$  est l'énergie,  $E_F$  est l'énergie de Fermi,  $q$  est la charge de l'électron, les masses effectives des électrons sont données par  $m_{sc}$  dans le semi-conducteur et  $m_{ox}$  dans le dioxyde de silicium,  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $h(\hbar)$  est la constante (réduite) de Planck,  $\chi$  c'est l'affinité électronique entre le Sc et le dioxyde de silicium. La plupart des publications utilisent l'approximation introduite par Ralph Fowler et Lothar Wolfgang Nordheim [13], où l'équation (1.12) est résolue à 0 K (kelvin) [2, 3] :

$$J_{FN}^0 = A E_{ox}^2 \exp(-B/E_{ox}) \quad (1.15)$$

$$A = \frac{q^3 m_{sc}}{8\pi h m_{ox} \phi_b} \quad (1.16)$$

$$B = \frac{8\pi \sqrt{2m_{ox} \phi_b^3}}{3hq} \quad (1.17)$$

Où  $\phi_b$  est la hauteur de la barrière de potentiel effective,  $A$  s'appelle le facteur pré-exponentiel et  $B$  s'appelle le coefficient exponentiel.

La formule simple du courant FN à basse température peut être écrite sous la forme :

$$\ln(J/E_{ox}^2) = \ln(A) - B/E_{ox} \quad (1.18)$$

Une conduction de type Fowler-Nordheim pourra être identifiée dans un repère  $\ln(J/E_{ox}^2)$  tracée en fonction de  $(1/E_{ox})$  qui donne une ligne droite de pente  $-B$  et d'ordonnée  $\ln(A)$  à l'origine appelé plan Fowler-Nordheim. À partir

de cette caractéristique, il est possible d'extraire les paramètres  $A$  et  $B$  et d'en déduire la hauteur de la barrière de potentiel à l'interface.

La simulation de ce phénomène est illustrée dans les figures (1.22),(1.23).

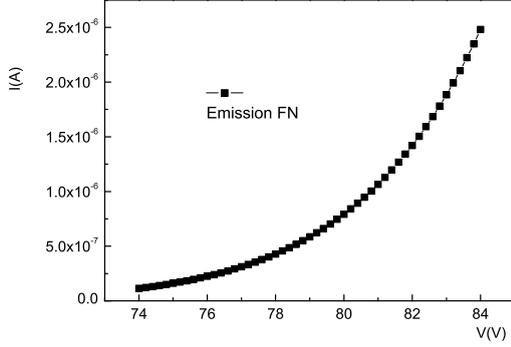


FIGURE 1.22: Caractéristique courant-tension d'une capacité MOS qui présente l'émission Fowler-Nordheim avec  $t_{ox} = 97nm$ ,  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ ,  $m_{Sc} = 0.76m_e$ ,  $\phi_b = 2.74eV$ .

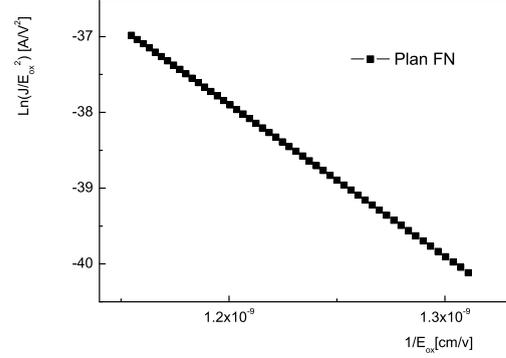


FIGURE 1.23: Plan FN d'une capacité MOS avec  $t_{ox} = 97nm$ ,  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ ,  $m_{Sc} = 0.76m_e$ ,  $\phi_b = 2.74eV$ .

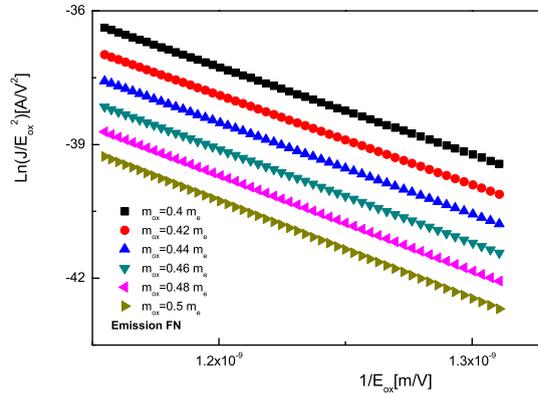


FIGURE 1.24: Plan FN d'une capacité MOS qui présente l'influence de  $m_{ox}$  avec  $m_{Sc} = 0.76m_e$ ,  $\phi_b = 2.74eV$ .

Les figures (1.24), (1.25) montrent l'influence de quelques paramètres sur le plan FN.

La figure (1.24) présente clairement l'effet de la masse effective sur le phénomène FN et la figure (1.25) implique que si la barrière de potentiel augmente le courant de fuite diminue.

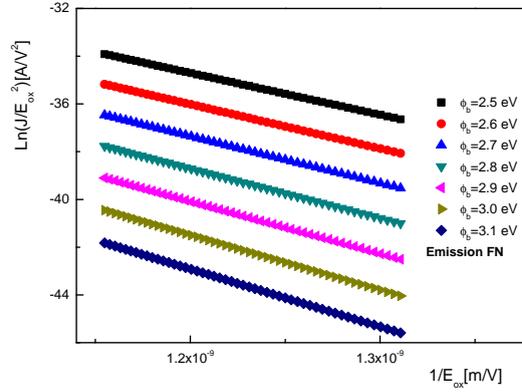


FIGURE 1.25: Plan FN d'une capacité MOS qui présente l'influence de  $\phi_b$  avec  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $m_{Sc} = 0.76m_e$ .

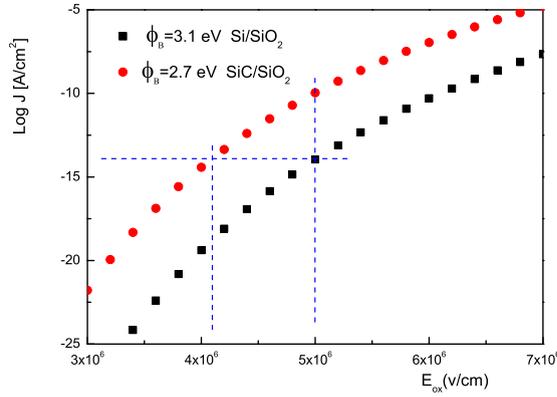


FIGURE 1.26: Caractéristique électrique  $J(E)$  qui présente une émissions Fowler-Nordheim pour deux types de semi-conducteurs,  $m_{ox} = 0.42m_e$ .

La figure (1.26) donne une bonne vision sur l'influence de type de semi-conducteur sur l'émission Fowler-Nordheim, si le système  $Si/SiO_2$  a un champ de claquage égale 5 Mv/cm, donc le système  $SiC/SiO_2$  a un champ de claquage égale 4.097 Mv/cm [14].

### 1.3.6 Mécanisme de conduction par effet tunnel direct

Ce phénomène devient significatif dans le cas où l'épaisseur de l'oxyde est moins que 50 Å.

L'émission tunnel intervient si les électrons disposent d'une énergie inférieure à la hauteur de la barrière énergétique (Métal/isolant). Dans le cas d'un faible champ électrique et d'une très petite épaisseur d'oxyde, la barrière énergétique est trapézoïdale : c'est l'effet tunnel direct, voir la figure (1.4).

Quand le courant tunnel direct est dominant, la densité de courant s'exprime de la façon suivante [2, 15, 16] :

$$J = \frac{q^3 m_{Sc} E_{ox}}{8\pi h \phi_b m_{ox} [1 - (1 - \frac{qE_{ox}t_{ox}}{\phi_b})^{1/2}]^2} \exp\left(\frac{-4\sqrt{2m_{ox}}}{3\hbar q E_{ox}} [(\phi_b)^{3/2} - (\phi_b - qE_{ox}t_{ox})^{3/2}]\right) \quad (1.19)$$

$t_{ox}$  est l'épaisseur de l'oxyde,  $m_{Sc}$  est la masse de l'électron dans le semi-conducteur,  $q$  est la charge électronique,  $h(\hbar)$  la constante (réduite) de Planck,  $m_{ox}$  la masse effective de l'électron dans l'oxyde,  $\phi_b$  est la barrière de potentiel.

Pour l'oxyde ultra-mince le courant tunnel direct augmente d'environ un ordre de grandeur si l'épaisseur de l'oxyde diminue d'un nanomètre [16].

La figure (1.27) [2] montre la différence entre l'émission FN et l'émission tunnel direct qui apparue à des valeurs faibles du champ électrique par contre le courant tunnel FN coïncide avec le courant tunnel direct à un champ électrique élevé.

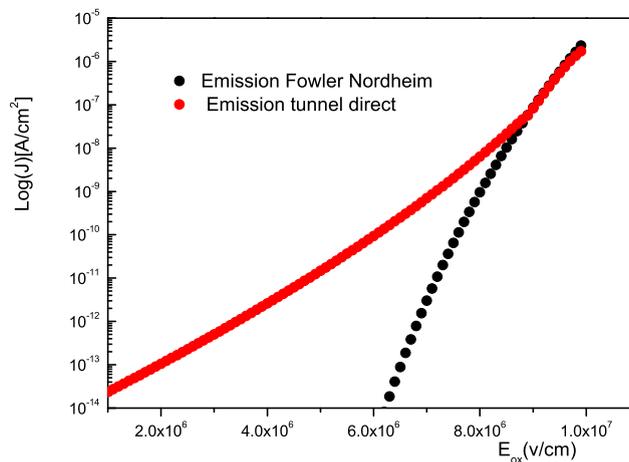


FIGURE 1.27: Courbe  $\log(J)$  en fonction de  $E_{ox}$  d'une capacité MOS qui présente une comparaison entre le mécanisme tunnel direct et l'émission Fowler-Nordheim  $t_{ox} = 35 \times 10^{-10}m$ ,  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $m_{Sc} = 0.76m$ ,  $\phi_b = 3.1eV$ .

### 1.3.7 Mécanisme de conduction par émission Schottky

Lorsque les porteurs ont une énergie suffisante, ils peuvent passer au dessus de la barrière de potentiel. C'est le cas, lorsque un processus quelconque, a une énergie supérieure à celle de la barrière interfaciale est communiquée aux porteurs. Ils peuvent ainsi pénétrer dans l'oxyde en tant que porteurs libres. Cette émission thermoïonique est appelée émission par effet Schottky. Les électrons associés à ce mécanisme ont une énergie au moins égale à la hauteur de barrière et sont appelés porteurs « chauds », car ils possèdent une température effective supérieure à la température du réseau. La densité de courant thermoïonique est donnée par l'équation de Richardson-Schottky [2, 3] :

$$J = \frac{4\pi q m_{Sc} (k_B T)^2}{h^3} \exp\left(\frac{-q}{k_B T} \left[\phi_b - \sqrt{\frac{q}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0} E_{ox}}\right]\right) \quad (1.20)$$

Où  $E_{ox}$  est le champ électrique,  $q$  est la charge de l'électron,  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  est la température,  $h$  est la constante de Planck,  $m_{Sc}$  est la masse effective des électrons dans le semi-conducteur,  $\phi_b$  est la barrière de potentiel entre le métal et l'oxyde,  $\epsilon_r$  est la constante diélectrique relative de l'oxyde. Cette relation peut s'écrire sous la forme :

$$J = A^{**} T^2 \exp\left(\frac{-q}{k_B T} \left[\phi_b - \sqrt{\frac{q}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0} E_{ox}}\right]\right) \quad (1.21)$$

$$A^{**} = \frac{4\pi q m_{Sc} (k_B T)^2}{h^3} \quad (1.22)$$

Où  $A^{**}$  est la constante effective Réduite de Richardson.

Nous présentons l'influence de quelques paramètres sur ce mécanisme dans les figures (1.28, 1.29 et 1.30).

La figure (1.28) montre que si la barrière de potentiel augmente le courant par effet Schottky diminue et la figure (1.29) illustre l'influence de la température sur cette émission, si celle ci augmente le courant augmente, la figure (1.30) montre que la masse effective n'influe pas sur ce phénomène.

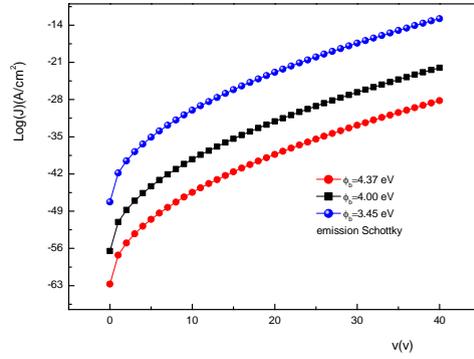


FIGURE 1.28: Caractéristique électrique qui présente l'influence de la barrière de potentiel sur l'émission Schottky,  $m_{Sc} = m_e$ ,  $\epsilon_r = 3.9$ ,  $T = 27^\circ \text{C}$ .

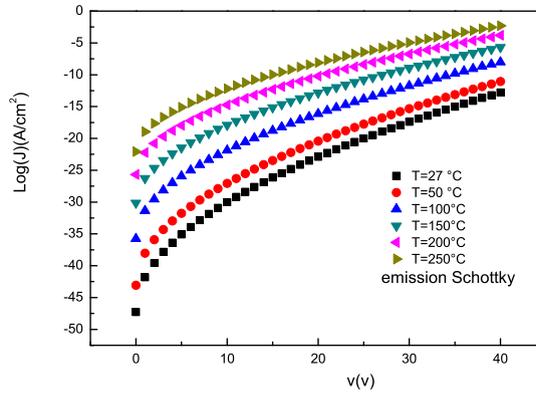


FIGURE 1.29: Caractéristique électrique qui présente l'influence de la température sur l'émission Schottky,  $m_{Sc} = m_e$ ,  $\epsilon_r = 3.9$ ,  $\phi_b = 3.45 \text{eV}$ .

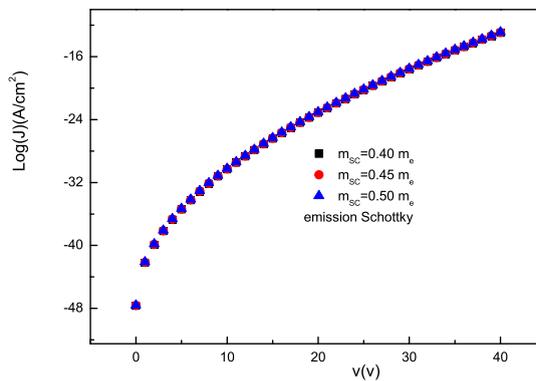


FIGURE 1.30: Caractéristique électrique qui présente l'influence de la masse effective de l'électron dans le semi-conducteur sur l'émission Schottky,  $\epsilon_r = 3.9$ ,  $\phi_b = 3.45 \text{eV}$ ,  $T = 27^\circ \text{C}$ .

## 1.4 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons trouvé que ces mécanismes dépendent à la fois de la qualité et de l'épaisseur d'oxyde (conduction limitée par les propriétés volumiques de l'isolant), de la hauteur de barrière vue par les porteurs et du champ électrique appliqué à la structure MOS (conduction limitée par les électrodes). L'émission Fowler-Nordheim est le phénomène dominant à un champ électrique élevé.

En général, si nous avons des mesures électriques, on trace des courbes d'une manière spécifique; par exemple une courbe dans lequel  $\ln(J/E_{ox}^2)$  est tracée en fonction de  $(1/E_{ox})$ , quand cette courbe montre un comportement linéaire dans certaine gamme de champ électrique, potentiellement le mécanisme de courant correspondant existe.

# Chapitre 2

## Étude expérimentale des phénomènes de transport dans les structures MOS/4H-SiC à température ambiante

### 2.1 Introduction

Dans ce chapitre les mécanismes de conduction de charge sont analysés dans les capacités MOS formées sur le carbure de silicium 4H-SiC de type n utilisant l'oxyde de silicium  $SiO_2$  à croissance thermique en tant que diélectrique de grille [17]. A un champ électrique élevé, la conduction de charge est dominée par le mécanisme Fowler-Nordheim. En outre, la conduction assistée par piège TAT (trap Assisted Tunneling) et la conduction Ohmique sont considérées pour expliquer la cause de fuite détectée à travers l'oxyde pour des valeurs des champs électriques faibles et intermédiaires. Différents paramètres électriques sont extraits. L'effet de claquage dans l'oxyde est trouvé pour des valeurs de champ électrique plus que 8 MV/cm. La contribution possible de l'effet Poole-Frenkel au mécanismes de

conduction est également considérée mais il ne joue pas un rôle dominant dans notre étude.

Avant cela, les nombreuses propriétés physiques et électriques du SiC seront détaillées. Les potentialités de ce semi-conducteur en micro-électronique seront également décrites. On pourra aussi y trouver un état de l'art portant sur les méthodes d'oxydation : on mettra l'accent sur les différents charges existes dans l'oxyde.

## 2.2 SiC : Structure du matériau

Le carbure de silicium résulte d'une synthèse d'atome de carbone et de silicium. Chaque atome d'une espèce chimique se trouve au centre d'un tétraèdre formé de quatre atomes de l'autre espèce en position de premiers voisins, la figure (2.1) illustre les catégories cristallographiques du SiC [3, 9]<sup>1</sup>.

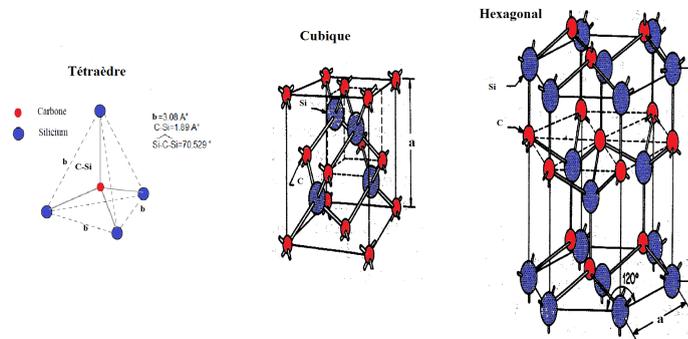


FIGURE 2.1: Structure cristalline cubique et hexagonale du SiC.

Il existe plusieurs variétés allotropiques (même composition chimique, mais arrangements atomiques différents) du SiC appelé polytypes.

La superposition d'un plan compact d'atomes de silicium et d'un plan compact d'atomes de carbone est appelée bicouche. Chaque bicouche s'empile selon trois positions distinctes nommées A, B et C, voir la figure (2.2).

Les principaux polytypes sont le 4H-SiC, le 6H-SiC et le 3C-SiC.

1. Il y a aussi la structure Rhomboédrique

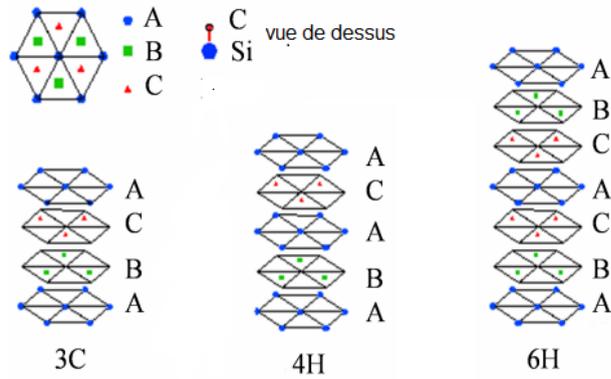


FIGURE 2.2: Différence entre les positions relatives de deux bicouches successives.

Le chiffre représente le nombre de bicouches dans une période et la lettre désigne la symétrie du réseau de Bravais correspondant au cristal formé, les lettres H et C se réfèrent au type cristallographique hexagonal et cubique, voir la figure (2.3) [18].

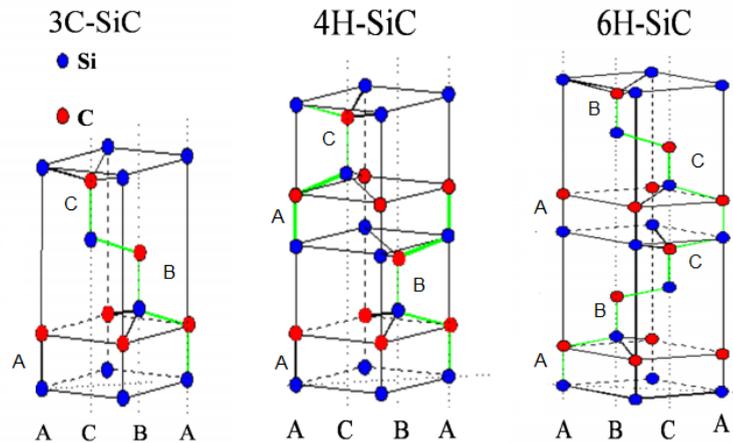


FIGURE 2.3: Alternance de bicouches Si-C en 3 dimensions pour les trois polytypes 3C-(ABC), 4H-(ABAC) et 6H-(ABCACB) du SiC respectivement (les atomes de carbone sont en site tétraédrique entre les deux couches, de même pour le silicium).

Parmi toutes les variétés allotropiques, le 6H est le plus facile à synthétiser et le plus largement étudié, alors que le 3C et le 4H sont attractifs pour leurs propriétés électroniques.

## 2.2.1 Propriétés physiques et intérêt technologique

Les propriétés physiques et surtout électroniques font du carbure de silicium un semi-conducteur idéal dans le domaine de l'opto-électronique des courtes longueurs d'ondes et l'électronique pour les applications haute puissance de commutation, haute fréquence, haute température et devant résister aux radiations.

Dans le tableau (2.1) sont regroupées les principales propriétés physiques du SiC<sup>2</sup> et une comparaison est effectuée avec des semi-conducteurs plus courants ou ses concurrents à « grand gap » (le diamant par exemple) [19, 20].

propriétés	4H-SiC	3C-SiC	Si	GaAs	Diamant
Gap à 0 K (eV)	3.26	2.37	1.1	1.4	5.5
tempé max d'opér ° C	1450	930	350	490	2500
vites limites des élec( $10^7 cm/s$ )	2	2.5	1	0.8	2.7
champ de claquage( $10^6 V/cm$ )	4	3	0.4	0.4	10
mobil des élec( $cm^2/V.s$ )	800( $\perp C$ )	1000	1100	6000	2200
à 300 K	800( $\parallel C$ )				
mobil des trous( $cm^2/V.s$ )	115	50	450	400	1600
conduc thermiq(W/cm/K)	4.9	5	1.5	0.5	20
const diél rel( $\epsilon_r$ )	10	9.7	11.8	12.8	5.5
point de fusion ( ° C)	2827	2827	1414	1237	>3000

TABLE 2.1: Quelques propriétés du SiC comparées à celle des autres Sc.

Le champ de claquage électrique des différents polytypes de SiC est très élevé (3 à 4  $MV.cm^{-1}$ ) et atteint presque 10 fois celui du Si et même du GaAs. Ce champ de claquage élevé autorise donc la réalisation de composants haute tension et forte puissance tels que les diodes, transistors et thyristors de puissance, supresseurs de surtension ou encore des composants micro-onde de puissance. Des diodes Schottky ayant une tension de blocage de 2000 V, des thyristors de 900 V avec des courants de fonctionnement de 1000  $A.cm^{-2}$  sont déjà commercialisés.

Un champ de claquage élevé permet aussi de placer les composants très proches les uns des autres, ce qui est un atout pour la réalisation de circuits intégrés miniaturisés VLSI<sup>3</sup>.

2. Pour  $Nd = 10^{18} at/cm^3$ .

3. Very Large Scale Integration.

Par ailleurs, le carbure de silicium est un excellent conducteur thermique qui évacue la chaleur mieux que tout autre semi-conducteur, mis à part le diamant. A température ambiante, le SiC possède une conductivité thermique supérieure à n'importe quel matériau semi-conducteur, ce qui permet aux composants électroniques en SiC de fonctionner à très forte puissance tout en dissipant facilement l'excès de chaleur produit (pas de nécessité d'un système de refroidissement).

Une autre caractéristique intéressante du SiC est la vitesse de dérive à saturation des électrons (entre 2 et  $2.5 \times 10^7$  cm/s contre  $10^7$  pour Si) qui est deux fois plus grande que dans d'autres semi-conducteurs usuels tels que le silicium ou l'arséniure de gallium. Cela permet aux composants à base de SiC de fonctionner à hautes fréquences (Radio fréquences et Micro-ondes).

En couplant cette caractéristique à l'application haute puissance, il est possible de développer des dispositifs MESFETs (Metal-Semiconductor Field-Effect Transistor) hyperfréquence de puissance qui opèrent à des fréquences maximales de 50 GHz.

Seul le diamant fait mieux, mais de nombreux défis scientifiques et techniques rendent aujourd'hui son utilisation impossible (croissance, dopage...).

## 2.2.2 Obtention de l'oxyde

La technique d'oxydation thermique est la plus couramment utilisée depuis les années 50, car c'est elle qui donne les oxydes de meilleure qualité, même si d'autres procédés tels que le dépôt chimique en phase vapeur (CVD) permettent aujourd'hui d'obtenir des oxydes de qualités équivalentes.

L'oxydation thermique est effectuée à hautes températures à l'intérieur d'un four parcouru par un courant gazeux oxydant  $O_2$  (oxydation sèche) ou  $H_2O$  (oxydation humide).

Le carbure de silicium dispose d'un atout majeur puisqu'il est le seul semi-conducteur à grand gap sur lequel il est possible de former de la silice ( $SiO_2$ )[21].

Cet avantage est de taille lorsque l'on sait que les propriétés exceptionnelles de la silice sont l'une des principales raisons du succès du silicium pour l'électronique. Notamment, comme pour le Si, il est donc possible d'utiliser cet oxyde comme couche de passivation primaire du SiC. Par ailleurs, l'utilisation de la silice formée comme oxyde de grille autorise le développement de transistors MOSFETs de puissance, qui plus, pourraient fonctionner dans des conditions extrêmes (haute puissance, haute fréquence et haute température). Cependant, la réussite d'une telle technologie passe avant tout par la maîtrise du procédé d'oxydation pour l'obtention d'une couche isolante de bonne qualité [21].

De nombreuses études ont montré que, sous des conditions identiques (flux de  $O_2$  et/ou  $H_2O$  à une température comprise entre 800 °C et 1200 °C), l'oxydation du carbure de silicium est plus lente que celle du silicium [21].

### 2.2.3 Défauts dans l'oxyde

En particulier, il est connu que le  $SiO_2$  est un matériau amorphe qui n'est pas exempt de défauts structuraux. Les défauts résultent des conditions de croissance de l'oxyde, mais aussi des traitements que subit le transistor, antérieurs (qualité de la surface sur laquelle l'oxyde va croître) et postérieurs (implantations, diffusion, traitements thermiques, contraintes mécaniques, ...) à la croissance de l'oxyde.

#### 2.2.3.1 Défauts intrinsèques

Ils sont dus à des interstitiels (substitution d'un atome du réseau par un autre) ou à des lacunes (d'oxygène ou de Si) associés à des liaisons contractées, cassées ou pendantes.

### 2.2.3.2 Défauts extrinsèques

Ils peuvent pénétrer à l'intérieur de l'oxyde à différents moments du processus technologiques, ce sont généralement des impuretés telles des ions alcalins des espèces dopants H Le Cl N, ils proviennent souvent du substrat et diffusent dans l'oxyde.

Ces différents défauts induisent des charges volumiques et surfaciques qui sont susceptibles de modifier les propriétés de transport dans les structures MOS.

### 2.2.4 Divers types de charges dans l'oxyde (défauts)

Une capacité MOS réelle toujours contient des défauts de types charges comme le montre la figure (2.4)[2], ces derniers sont classées en quatre catégories proposées par la Commission Scientifique Standard IEEE en 1980 [22] :

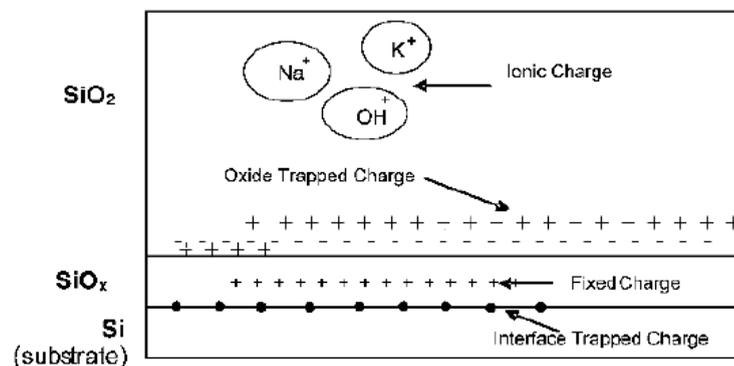


FIGURE 2.4: Nom et position des charges dans l'oxyde des capacité MOS.

Les charges existantes sont les suivantes :

- Charges fixes (Fixed Charge),
- Charges ioniques mobiles (Ionic Charge),

- Charges des états d’interfaces (Interface Trapped Charge),
- Charges de piégeages (Oxide Trapped Charge).

### 2.2.5 Pourquoi nitrurer l’oxyde de grille ?

Dans cette optique de diminution de la taille des transistors, la mise au point des futures technologies CMOS requiert la fabrication de diélectriques de grille d’épaisseur très faible et l’emploi de nouveaux types d’isolant en raison des limitations de l’oxyde de silicium et des faibles budgets thermiques imposées par les nouveaux procédés.

Au cours des dernières années, de nombreux travaux ont porté sur la recherche de solutions technologiques, industriellement viables. Parmi les solutions envisagées, l’introduction d’azote dans la couche d’oxyde déjà formée par recuit post-oxydation (on parle dans ce cas de nitruration) ou directement lors de la croissance de la couche (on parle alors d’oxynitruration) est celle qui présente le meilleur compromis entre l’augmentation efficace de la barrière de diffusion et la conservation des performances électriques du système ( $Sc/SiO_2$ ) [23].

## 2.3 Préparation des structures MOS réelles

Les échantillons (fabriqués à l’université d’Erlangen Allemagne) que nous allons étudier et qui ont fait l’objet de mesures électriques courant-tension sont des structures MOS. Les échantillons ont une couche épitaxiale en 4H-SiC de type n. Deux différents oxydes ont été formés. La couche d’oxyde de la première série des échantillons a été formée par un oxyde nitruré d’azote  $N_2O$  pour atteindre l’incorporation d’azote à l’interface (oxyde/SiC) puis recuite dans l’azote pendant 30 min. La seconde série des échantillons a été oxydée dans l’oxygène sec  $O_2$  puis recuite pendant 30 minutes dans l’Argon. Pour les échantillons d’oxyde formé en  $N_2O$ , le temps d’oxydation est 13 h en  $N_2O$  atmosphérique pure à 1280 °C. Pour les échantillons d’oxyde formé en  $O_2$ , le temps d’oxydation est de 80 min en  $O_2$

pur à  $1280\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Le dopage de silicium polycristallin par le phosphore est déposé par la méthode LPCVD pour former l'anode tandis que la cathode est formée par l'aluminium. Les mesures courant-tension  $I(V)$  à température ambiante ont été réalisées avec une source de Keithley 237 unité de mesure est capable de gérer les tensions jusqu'à  $1100\text{ V}$ .

## 2.4 Résultats et discussions

La caractérisation  $I(V)$  sous une polarisation positive a été réalisée afin d'expliquer et de prédire le comportement de conduction des divers structures MOS. L'investigation des caractéristiques courant-tension semble fournir une méthode adéquate pour distinguer entre les différents mécanismes de transport de charge. La variation de la densité de courant de fuite des capacités nitrurées sous tension de grille positive est représentée sur la figure (2.5). Pour une comparaison, des caractéristiques  $I(V)$  typiques de l'oxyde formé en oxygène sec sont également indiquées.

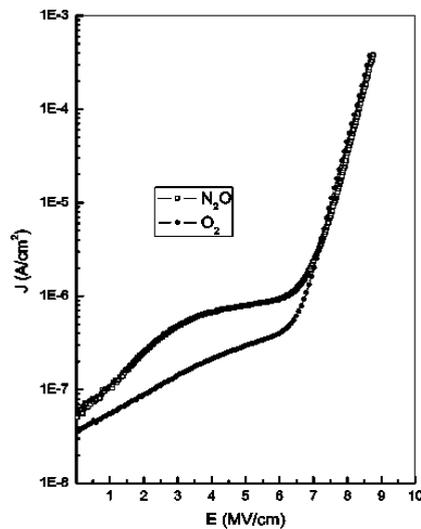


FIGURE 2.5: Caractéristique électrique densité de courant-champ électrique  $J(E)$  à température ambiante pour les oxydes formés en  $O_2$  sec et en  $N_2O$  sur 4H-SiC de type n, la surface de grille est  $0.025\text{mm}^2$ .

Le claquage destructive apparus à des grandeurs du champ électrique autour de 8.6 MV/cm pour les deux oxydes. L'épaisseur d'oxyde ( $t_{ox}$ ) dans la capacité est 97 nm pour l'oxyde formé en  $N_2O$  et 62 nm pour l'oxyde formé en  $O_2$  atmosphérique. La surface de grille  $S$  est  $0.025 \text{ mm}^2$ . La densité de courant dans la structure MOS nitrurée est supérieure à celle dans l'oxyde formé en  $O_2$ .

Cette variation peut s'expliquer par la différence entre les valeurs de la barrière de potentiel effective pour les deux types d'oxydes. Différents mécanismes de conduction de courant peuvent se produire en fonction du champ électrique appliqué. Il a été souligné que, pour un matériau diélectrique donné, certains processus de conduction peuvent dominer dans certaine température et dans un intervalle de champ électrique bien déterminé [3].

Afin de faire la distinction entre les différents mécanismes possibles et comprendre les phénomènes qui peuvent contrôler le comportement de la capacité MOS, les caractéristiques  $I(V)$  d'une structure MOS sont représentés à l'échelle log-log dans la figure (2.6).

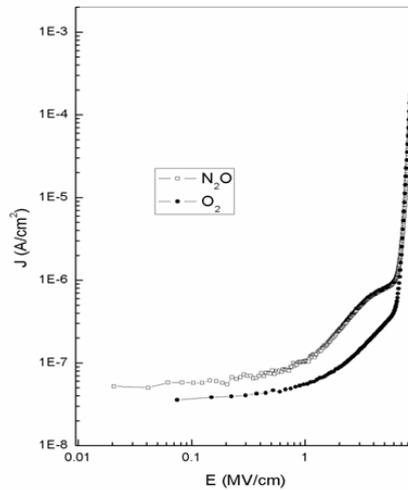


FIGURE 2.6: Caractéristiques électriques  $J(E)$  à l'échelle Log-Log pour les capacités MOS.

La courbe est caractérisée par la présence des régions clairement distinctes en fonction du champ électrique appliqué.

## 2.4.1 Mécanismes de conduction à faible champ électrique

À champ électrique faible, les résultats expérimentaux illustrent différents mécanismes, à savoir la loi d'Ohm, le mécanisme TFL et le courant tunnel direct [4, 24, 25].

Le champ électrique a été calculé à partir de la polarisation de grille  $V$ , en utilisant la relation :

$$E = (V - \phi_{ms})/t_{ox} \quad (2.1)$$

Où  $\phi_{ms}$  est la différence de travail de sortie entre le polysilicium cristallin et le substrat (seulement 0.19 V dans notre cas, en raison de très fort dopage de grille en polysilicium). Le Potentiel de surface, étant petit dans l'accumulation, il a été négligé dans le calcul.

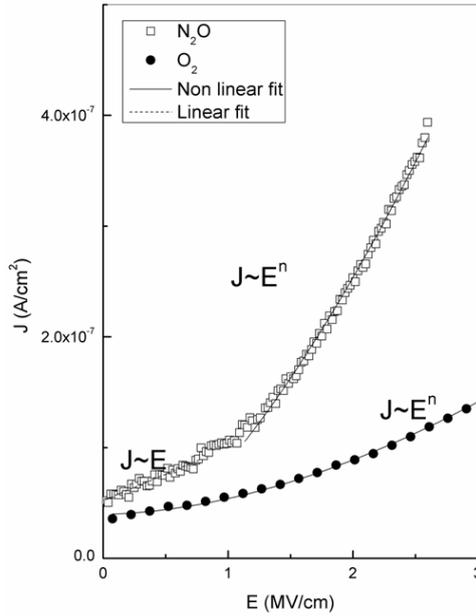


FIGURE 2.7: Caractéristique électrique  $J(E)$  à faible champ électrique dans les capacités MOS à base 4H-SiC .

Pour les oxydes formés en  $N_2O$ , le courant varie d'une façon linéaire avec le champ électrique (type de conduction Ohmique) dans la gamme 0-1  $MV/cm$ . Ce

type de courant de conduction peut être dû à un mécanisme de saut où le courant est transporté par des électrons excités thermiquement qui se déplacent entre les états isolés des défauts discrets.

À partir du modèle de courant Ohmique à température ambiante, voir l'équation (2.2) :

$$J_{ohm} = \sigma \times E_{ox} \quad (2.2)$$

La conductivité électrique  $\sigma = 5.34 \times 10^{-14}(\Omega.cm)^{-1}$  pour les oxydes formés en  $N_2O$ .

Toutefois, dans la gamme 1-2.59 MV/cm, une compensation d'une charge libre commence à apparaître (le processus TFL), voir l'équation (2.3) :

$$J = B \times E_{ox}^n \quad (2.3)$$

Où  $n = 1.5$ , voir la figure (2.7).

En revanche, pour les oxydes formés en  $O_2$ , le mécanisme de conduction dominant est le processus TFL avec  $n = 1.8$

## 2.4.2 Mécanismes de conduction à un champ électrique moyen

Deux mécanismes différents peuvent être responsables dans le transport de courant, à savoir l'émission Poole-Frenkel (PF) et le courant tunnel assisté par Piège (TAT).

L'émission Poole-Frenkel, aussi appelée l'émission Schottky interne (local), est décrite par l'excitation thermique des électrons piégés à l'intérieur du dioxyde de silicium à une énergie effective moyenne.

La figure (2.8) montre une courbe  $\ln(J/E_{ox})$  tracée en fonction de  $\sqrt{E_{ox}}$ , désignée comme étant la courbe PF, où une partie linéaire peut être identifiée

dans la partie de 7 à 7.56 MV/cm du champ pour les oxydes formés en  $N_2O$  et dans la partie de 6.64 à 7.08 MV/cm pour les oxydes formés en  $O_2$ .

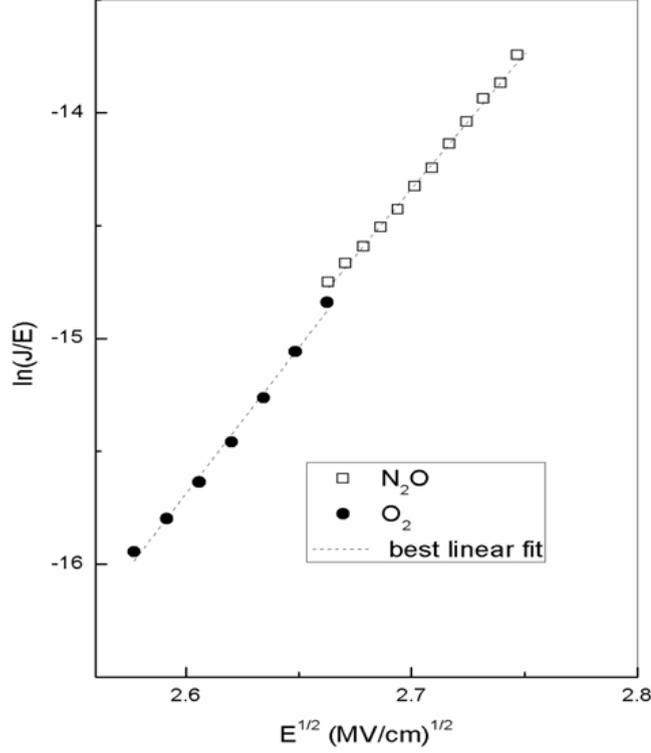


FIGURE 2.8: Courbe  $\ln(J/E_{ox})$  en fonction de  $\sqrt{E_{ox}}$  d'une capacité MOS à base 4H-SiC pour les deux oxydes présente le mécanisme de transport Poole-frenkel.

Les valeurs de la permittivité diélectrique à partir des pentes des droites respectives, utilisant l'équation (2.4) :

$$\ln(J/E_{ox}) = \frac{q}{k_B T} \sqrt{\frac{q}{\pi \epsilon_r \epsilon_0}} \sqrt{E_{ox}} - \frac{q \phi_t}{k_B T} + \ln(q \mu N_c) \quad (2.4)$$

Sont  $\epsilon_r = 6.07$  pour l'oxyde formé en  $N_2O$  et  $\epsilon_r = 5.14$  pour l'oxyde formé en  $O_2$ .

La littérature disponible sur l'étude de mécanisme Poole-Frenkel des structures MOS à base 4H-SiC nitruré [26, 27], suggèrent des valeurs plus faibles pour la permittivité diélectrique.

Cheong et al. [26], par exemple, ont signalé une permittivité diélectrique entre 3.4 et 4.

Le-Huu et al. [27] ont également examiné la contribution du mécanisme PF dans leurs études, l'énergie effective moyenne calculée pour le courant PF est  $\phi_t \sim 1.23$  eV, elle a été associée aux atomes de carbone interstitiels formés lors du procédé thermique d'oxydation.

Dans le présent travail, les valeurs obtenues pour  $\varepsilon_r$  sont supérieurs à celle de la valeur théorique pour l'oxyde  $\text{SiO}_2$   $\varepsilon_r = 3.9$ .

Ainsi, bien que les données semble correspondre à une relation de type PF, cette émission ne devrait pas jouer un rôle dominant et laisse une place pour d'autres mécanismes qui dominant dans cette gamme du champ électrique. Elle pourrait être due à une combinaison de mécanismes comme le processus TAT ou le courant Ohmique, ce qui est commun à un champ électrique faible et à une faible température. Comme mentionné ci-dessus, nous nous attendons à la présence d'un mécanisme de conduction intermédiaire ; la conduction assistée par piège (TAT).

La figure (2.9) montre le  $\ln(JE_{ox})$  des données expérimentales tracées en fonction de  $(1/E_{ox})$ . Une variation linéaire peut être observée dans la gamme 2.61-4.49 MV/cm du champ électrique pour l'oxyde formé en  $N_2O$  et de 3.43 à 4.76 MV/cm pour l'oxyde formé en  $O_2$ .

$\phi_t, N_t$  ont été estimées. Le niveau d'énergie de piège provenant des courbes TAT, utilisant l'équation (2.5) :

$$\ln(JE_{ox}) = (-D\phi_t^{3/2})(1/E_{ox}) + \ln((2/3)qC_tN_t\phi_t) \quad (2.5)$$

est de l'ordre 0.29 eV pour les oxydes formés en  $N_2O$  et 0.34 eV pour les oxydes formés en  $O_2$ .

Pour le calcul du niveau d'énergie de piège, la valeur  $0.42 m_0$  pour la masse effective des électrons dans l'oxyde a été retenue (idem pour le mécanisme FN).

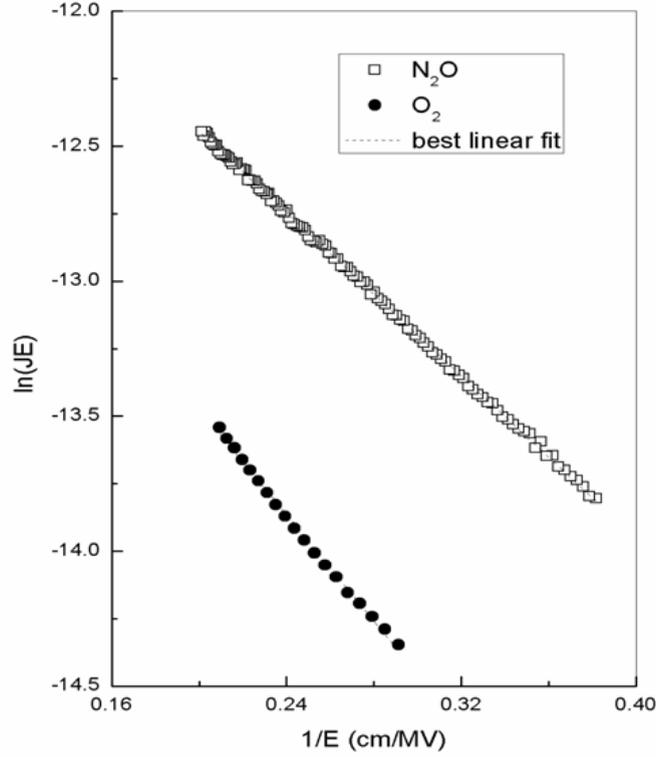


FIGURE 2.9: Courbe  $\ln(J.E_{ox})$  en fonction de  $(1/E_{ox})$  d'une capacité MOS à base 4H-SiC pour les deux oxydes présente le mécanisme de transport TAT.

Le niveau d'énergie de piège est sensiblement proche à celui rapporté par Cheong et al. [11] pour le  $\text{SiO}_2$  formé en  $\text{N}_2\text{O}$  thermiquement sur 4H-SiC.

L'utilisation de l'approximation :  $C_t = 1$  [10, 11] au lieu de la valeur calculée, donne des valeurs plus précises pour le calcul de  $N_t$ . la densité d'état des pièges est  $N_t = 5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  pour l'oxyde formé en  $\text{O}_2$  et  $N_t = 6.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  pour l'oxyde formé en  $\text{N}_2\text{O}$ . Notez que les valeurs de  $N_t$  changent d'une manière significative avec le paramètre  $C_t$ .

Utilisant la valeur de  $C_t$  déterminée par l'équation (2.6) :

$$C_t = \left( \frac{m_{poly}}{m_{ox}} \right) \frac{8E_1^{3/2}}{3\hbar\sqrt{\phi_t - E_1}} \quad (2.6)$$

$N_t$  dans notre étude est  $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  inférieure aux valeurs indiquées dans la littérature pour un oxyde formé en  $N_2O$  sur 4H-SiC [11].

La différence observée dans le niveau d'énergie des pièges pour les échantillons peut être expliqué par la dissemblance de la composition à l'interface (oxyde /SiC).

La couche d'interface se compose soit de nitrure d'oxyde de silicium, soit de nitrure de silicium et / ou de phases d'oxyde de silicium qui peuvent être séparées ou mélangées en une seule couche. Des analyses théoriques et expérimentales ont été menées afin d'expliquer la création des défauts à l'interface ( $SiO_2/SiC$ ) [28].

### 2.4.3 Mécanisme de conduction à un champ électrique élevé

L'émission Fowler-Nordheim limite le transport de courant à haut champ électrique dans les caractéristiques  $I(V)$  [29, 30].

Le courant FN a été considéré par de nombreux groupes [31–35] comme étant le seul mécanisme de conduction de charge provoque la fuite dans les capacités MOS sur 4H-SiC.

La courbe expérimentale  $\ln(J/E_{ox}^2)$  en fonction de  $(1/E_{ox})$  dans la figure (2.10), à la fois pour les échantillons en  $N_2O$  et  $O_2$ , montre une excellente relation linéaire sur trois décades de courant, suggérant que le mécanisme de conduction à un champ électrique élevé est dû à l'effet FN.

Dans la littérature,  $m_{ox}$  est communément traitée comme une constante et  $\phi_b$  est extraite à partir de la pente de la courbe FN en utilisant uniquement l'expression du facteur B à partir de l'équation (2.7) :

$$\ln(J/E_{ox}^2) = \ln(A) - B/E_{ox} \quad (2.7)$$

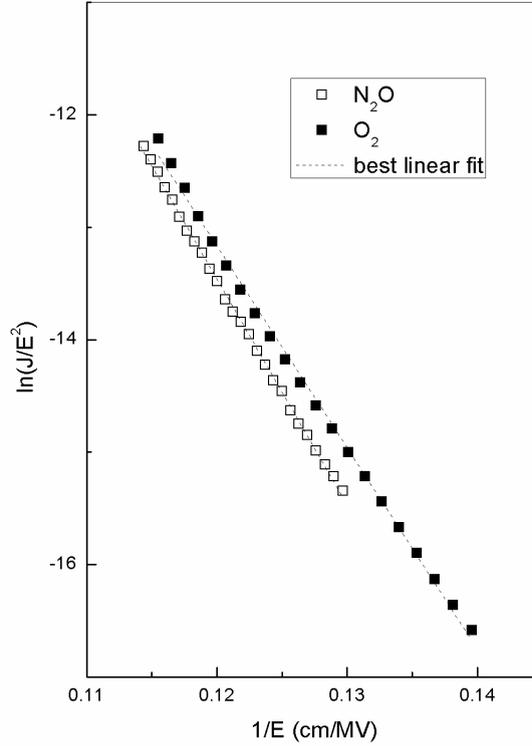


FIGURE 2.10: Plan FN d'une capacité MOS à base 4H-SiC pour les deux oxydes.

$$A = \frac{q^3 m_{sc}}{8\pi h m_{ox} \phi_b} \quad (2.8)$$

$$B = \frac{8\pi \sqrt{2m_{ox}} \phi_b^{3/2}}{3hq} \quad (2.9)$$

Les hauteurs de la barrière de potentiel, 2.74 eV pour les oxydes formés en  $N_2O$  et 2.54 eV pour les oxydes formés en  $O_2$ , ont été obtenus en utilisant la masse effective couramment utilisée  $0.42m_0$  [29], où  $m_0$  est la masse de l'électron libre.

La valeur de la hauteur de la barrière effective pour les oxydes formés en  $N_2O$  à la température ambiante est 2.74 eV, ce qui est très proche à celle théorique 2.70 eV.

Les hauteurs de la barrière effective pour les oxydes analysés dans ce travail sont comparées à d'autres résultats publiés sur les structures (M/SiO<sub>2</sub>/SiC) dans

le tableau (2.2).

La hauteur de la barrière effective peut changer en raison des variations dans les propriétés de l'interface et les propriétés d'oxyde et dépend des conditions de formation d'oxyde ainsi que la masse effective supposée dans l'oxyde.

échantillons	$\phi_b(eV)$	$t_{ox}(nm)$	Obs
Friedrichs et al. [33]	2.70	67	oxydation sèche
Agarwal et al. [34]	2.43	22.5	oxydation sèche
Chanana et al. [36]	2.78	40	oxydation humide recuite dans NO
Waters and Zeghbroeck [37]	2.48	9.3	vapeur d'eau pyrogène
Li et al. [35]	2.64	23	oxyde nitrure NO
Cheong et al. [38]	2.65	12-14	oxyde $N_2O$
Oborina et al. [31]	2.61	43.9	recuit dans NO
	2.63	43.3	Plasma AG oxydation
Yu et al. [14]	2.57	47	$N_2O$ et NO
Le-Huu et al. [27]	2.73	28.5	oxyde $N_2O$
Chanana [32]	2.78	90	recuit dans NO
Strenger et al. [39]	2.78	90	$N_2O$
ce travail [17]	2.74	97	$N_2O$
ce travail [17]	2.54	62	oxydation sèche

TABLE 2.2: Comaparaison des résultats expérimentaux

Tous les fits linéaires effectués dans ce travail étaient très acceptable puisque les coefficients de corrélation obtenus étaient supérieur à 0.995.

Dans les régions de transition, aucune courbe linéaire est identifiée, par conséquent, aucun mécanisme de conduction clair est dominant.

Bien que les caractéristiques courant-tension semblent fournir une méthode adéquate pour analyser les différents mécanismes de transport de charge et ne donnent pas des informations sur la question de ce qui se passe à l'interface (oxydes/ SiC).

De nombreuses études ont été reportés sur la préparation et l'analyse des oxydes de grille  $SiO_2$  sur le SiC [40–52].

Pour l' $O_2$  sec / humide, le complexe Composés (Si-C-O) et l'élimination incomplète des atomes de carbone dégrade la qualité et la fiabilité interfaciale

d'oxyde et montre une densité d'état d'interface de deux ou de trois ordres de grandeur, supérieure à celle de l'interface (SiO<sub>2</sub>/Si) [41, 45].

Cette interface avec une grande densité d'états trouvée dans le système SiC-SiO<sub>2</sub> provoque la réduction de la hauteur de barrière entre le SiC et le SiO<sub>2</sub>, et entraînant une augmentation d'injection de porteurs dans l'oxyde [48].

Les processus de nitruration sont plus efficaces dans la passivation des pièges à l'interface et l'élimination du carbone.

## 2.5 Effet de surface sur l'émission Fowler-Nordheim

Nous avons trouvé que la surface de l'électrode n'influe pas sur le phénomène Fowler-Nordheim comme le montre les figures suivantes (2.11) et (2.12) :

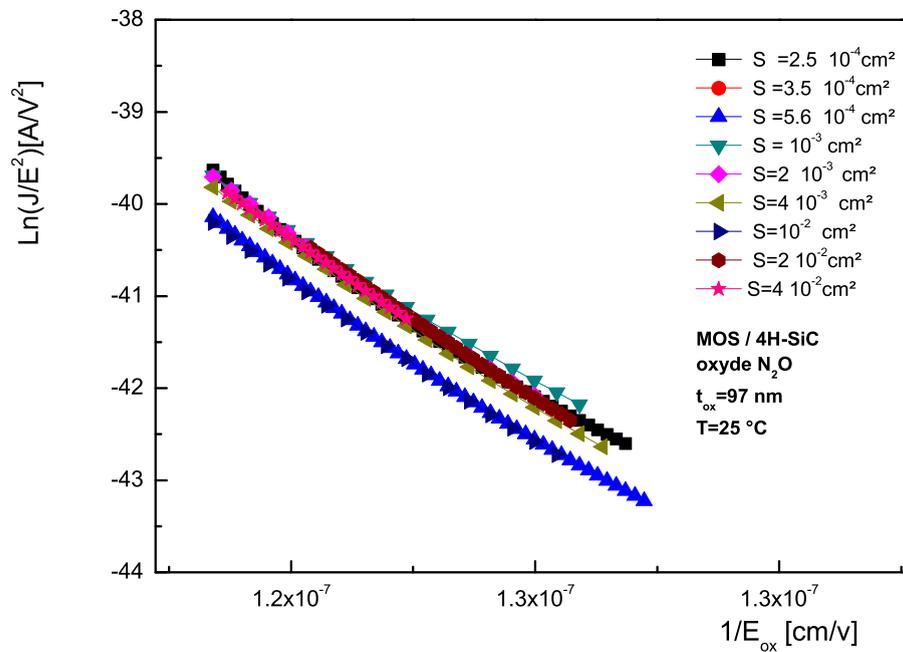


FIGURE 2.11: Plan FN des capacités MOS à base 4H-SiC avec un oxyde formé en N<sub>2</sub>O à différentes surfaces.

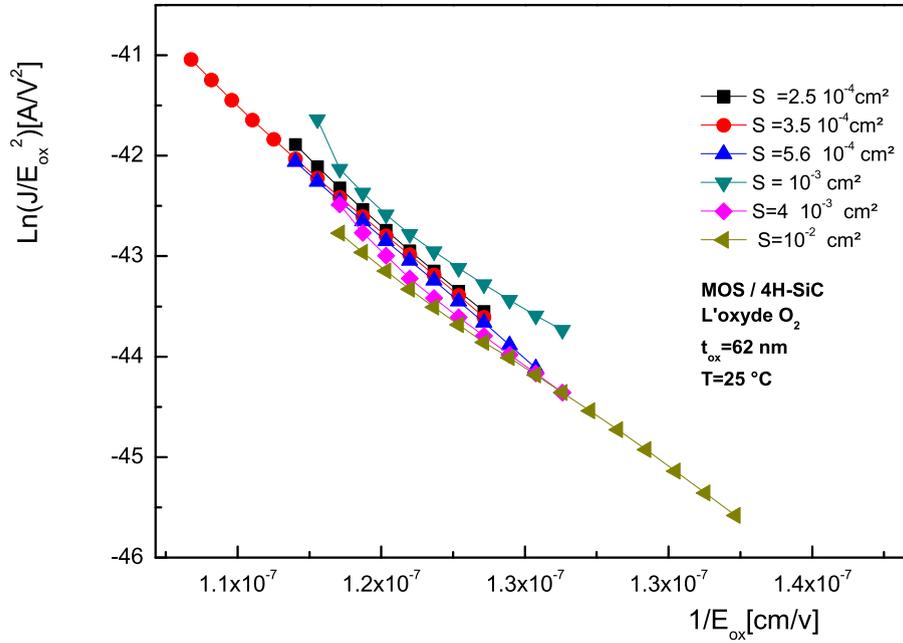


FIGURE 2.12: Plan FN des capacités MOS à base 4H-SiC avec un oxyde formé en  $O_2$  à différentes surfaces.

## 2.6 Conclusion

Les caractéristiques de conduction de courant dans les oxydes en oxygène sec et les oxydes formés en  $N_2O$  sur 4H-SiC ont été étudiées et décrites. L'analyse des caractéristiques courant-tension des capacités MOS à température ambiante montre que différents mécanismes de conduction de courant de fuite à travers l'oxyde sont dominants dans différentes gammes du champ électrique à travers l'oxyde. Le courant de fuite des oxydes formés en  $N_2O$  dans des structures MOS à base 4H-SiC de type n est plus grand que celui formés en  $O_2$  à température ambiante.

A partir des courbes FN, la hauteur de la barrière dans l'oxyde formé en  $N_2O$  est 2.74 eV supérieure à celle 2.54 eV trouvée dans l'oxydes formés en  $O_2$ , ce qui indique l'effet de la nitruration.

Cependant, le plus petit décalage dans la bande de conduction par rapport à l'interface ( $SiO_2/Si$ ) (3.3 eV) conduit à dire que la fiabilité d'oxyde sur SiC est

physiquement limitée.

Le niveau d'énergie de piège extrait en utilisant le modèle d'émission TAT, était d'environ 0.3 eV. L'émission PF ne joue un rôle dominant dans notre étude à température ambiante. Plus des travaux sont nécessaires pour comprendre les mécanismes physiques mis en jeux et traiter également des améliorations pour la croissance de l'oxyde afin d'augmenter la fiabilité des MOS en empêchant l'injection des porteurs dans l'oxyde.

# Chapitre 3

## Étude en températures de l'émission Fowler Nordheim

### 3.1 Introduction

La température est un facteur très important qui affecte l'amplitude de courant d'effet tunnel par deux manières [37]. Tout d'abord, une augmentation de la température provoque une diffusion thermique dans la distribution des électrons à des énergies plus élevées où ils peuvent facilement pénétrer à travers l'oxyde. Deuxièmement, le décalage de la bande de conduction entre le  $SiO_2$  et le SiC décroît en fonction de la température.

Cet abaissement de la barrière est un sujet de préoccupation, en particulier pour les structures MOS fabriquées en SiC.

Dans ce chapitre nous allons étudier l'effet de la température sur l'émission Fowler-Nordheim par simulation en présentant les différents modèles proposés. Pour l'extraction des paramètres physiques nous allons utiliser la méthode du recuit simulé (RS) et la méthode des algorithmes génétiques (AG). Nous allons également étudier l'extraction des paramètres physiques qui affectent le courant dans les structures réelles à base de 4H-SiC.

## 3.2 Étude de l'émission FN

Dans cette partie une étude approfondie théorique et expérimentale de la dépendance en température de l'émission Fowler-Nordheim (FN) dans une structure MOS est analysée.

## 3.3 Étude par simulation

Il existe trois modèles principaux qui ont tenté d'expliquer le phénomène de dépendance du courant FN en fonction de la température.

### 3.3.1 Modèle de Good-Müller

C'est le premier modèle et le plus proche de la réalité, il a été proposé par Good et Müller [12], présenté sous forme d'intégrale, voir l'équation (3.1).

$$J_{FN} = \frac{4\pi q m_{sc} k_B T}{h^3} \int_0^\chi \ln \left[ 1 + e^{\frac{(E_F(T) - E)}{k_B T}} \right] \times e^{\frac{-4\sqrt{2m_{ox}(\chi - E)^3}}{3hqE_{ox}}} dE \quad (3.1)$$

$$f(T, E) = \ln \left[ 1 + e^{\frac{(E_F(T) - E)}{k_B T}} \right] \quad (3.2)$$

$$T(E_{ox}, E) = e^{\frac{-4\sqrt{2m_{ox}(\chi - E)^3}}{3hqE_{ox}}} \quad (3.3)$$

La densité de courant est dépendante de la température  $T$  (en Kelvin) et du coefficient de transmission (ou probabilité de passage)  $T(E_{ox}, E)$ , où  $E_{ox}$  le champ électrique,  $E$  est l'énergie des électrons,  $E_F$  est l'énergie de Fermi,  $q$  est la charge de l'électron, les masses effectives des électrons sont données par  $m_{sc}$  dans le semi-conducteur et  $m_{ox}$  dans le dioxyde de silicium,  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $h(\hbar)$  est la constante (réduite) de Planck et  $\chi$  est l'affinité électronique entre le Sc et le dioxyde de silicium.

### 3.3.2 Modèle de Snow-Lenzlinger

Pour tenir compte de l'étalement de la distribution d'énergie des électrons à température élevée, Snow et Lenzlinger [29, 53] ont introduit un facteur de correction analytique multiplié par la formule simple de Fowler-Nordheim, voir la relation (3.4).

$$J(E_{ox}, T) = J_{FN}^0(E_{ox}) \frac{\pi C k_B T}{\sin(\pi C k_B T)} \quad (3.4)$$

$$J_{FN}^0 = A E_{ox}^2 \exp(-B/E_{ox}) \quad (3.5)$$

$$C = \frac{2\sqrt{2m_{ox}\phi_b}}{\hbar q E_{ox}} \quad (3.6)$$

Ce modèle est développé à partir du modèle proposé par Good et Müller.

Le terme correctif est évidemment valable que pour :

$$C k_B T < 1 \quad (3.7)$$

En raison de la discontinuité à  $\sin(\pi)$ , on verra plus tard que cette formule a une utilisation limitée.

### 3.3.3 Modèle de Pananakakis

Une nouvelle formule analytique a été proposée par Pananakakis et al. [54] pour tenir compte de la dépendance en température de l'émission FN. Ce modèle a été aussi développé à partir du modèle de Good et Müller.

Etant donné que les capacités sont polarisées en forte inversion par des champs électriques élevés, le niveau de Fermi peut être supposé situé au bord de la bande de conduction [54], de telle sorte que :

$$\chi(T) - E_F(T) = \phi_b(T) \quad (3.8)$$

$$\chi = E_{C_{ox}} - E_C \quad (3.9)$$

$\chi$  est l'affinité électronique, elle donne le décalage entre la bande de conduction de l'oxyde ( $E_{C_{ox}}$ ) et celle du semi-conducteur ( $E_C$ ),  $\phi_b$  est la barrière de potentiel,  $E_F$  est l'énergie de Fermi comme le montre le diagramme de bande (3.1).

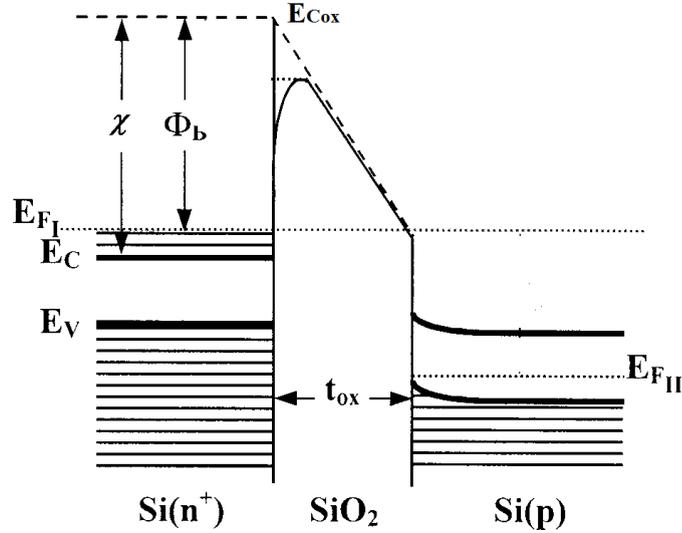


FIGURE 3.1: Diagramme de bande d'une capacité MOS à base Si (type p) illustre l'affinité électronique dans le polysilicium.

Afin de simplifier les calculs numériques, l'expression parabolique analytique statistique des métaux a été utilisée dans la relation (3.8) pour un semi-conducteur dégénéré :

$$E_F(T) = E_F^0 \left[ 1 - \frac{\pi^2}{12} \left( \frac{k_B T}{E_F^0} \right)^2 \right] \quad (3.10)$$

L'énergie de Fermi à 0 K ( $E_F^0$ ) est donnée par l'équation suivante :

$$E_F^0 = (\hbar^2 3\pi^2 N_s) / (2m_{sc}) \quad (3.11)$$

$N_s$  est la densité d'état des électrons dans le polysilicium dégénéré.

Après le remplacement des équations (3.10), (3.8) dans l'équation (3.1) et avec une certaine approximation, voir l'annexe A, Pananakakis et al. [54] dérivent une expression polynomiale :

$$J_{FN}(E_{ox}, T) = J_{FN}^0 + \frac{4\pi q m_{sc}}{h^3} \left( \sum_{n=1}^{\infty} C_{2n} T^{2n-2}(E_{ox}, E) (k_B T)^{2n} \right) \quad (3.12)$$

$$C_{2n} = 2(1 - 2^{1-2n})\zeta(2n) \quad (3.13)$$

$\zeta(2n)$  est la fonction de Riemann.

$T^{2n-2}(E_{ox}, E)$  est la dérivé d'ordre  $(2n-2)$  du coefficient de transmission  $T(E_{ox}, E)$  par rapport à l'énergie  $E$ .

Les figures (3.2), (3.3) nous montrent la différence entre ces modèles, pour deux types de semi-conducteurs, le silicium et le 4H-SiC en calculant le rapport  $J_{FN}(T)/J_{FN}(0)$  en fonction de la température.

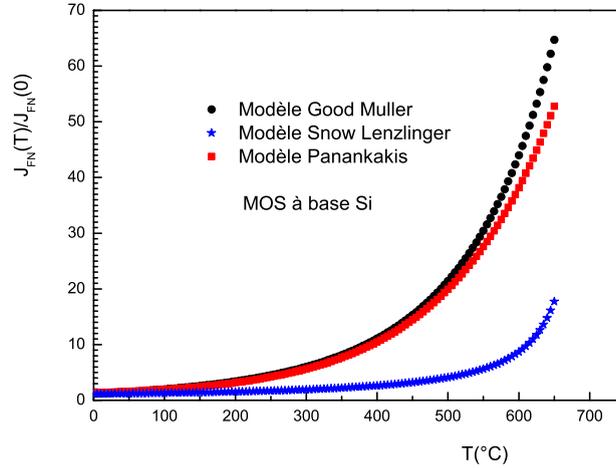


FIGURE 3.2: Comparaison du rapport  $J_{FN}(T)/J_{FN}(0)$  en fonction de la température entre plusieurs modèles, capacité MOS à base silicium,  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $m_{Si} = m_e$ ,  $\phi_b = 3.21eV$ ,  $N_S = 1.5 \times 10^{20}cm^{-3}$ ,  $E_{ox} = 10Mv/cm$ .

Sachant que la probabilité de transmission  $T(E_{ox}, E)$  est dérivée par rapport à l'énergie jusqu'à l'ordre  $n = 4$ , c'est à dire la 6<sup>em</sup> dérivée.

La valeur de l'affinité n'est pas constante, elle dépend de la température [29, 54–58], elle a été sélectionné en prenant en considération la plus grande valeur

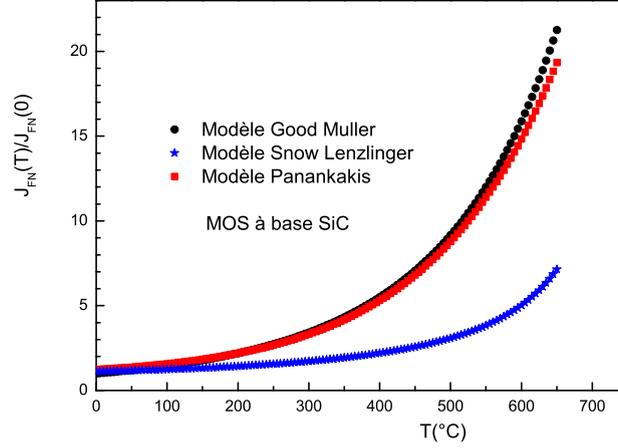


FIGURE 3.3: Comparaison du rapport  $J_{FN}(T)/J_{FN}(0)$  en fonction de la température entre plusieurs modèles, capacité MOS à base 4H-SiC,  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $m_{sic} = 0.76m_e$ ,  $\phi_b = 2.74eV$ ,  $N_S = 1.3 \times 10^{20} cm^{-3}$ ,  $E_{ox} = 10Mv/cm$ .

du champ électrique qui peut être appliquée et pour une valeur bien spécifique de  $N_S$  de sorte que ces modèles soient plus proches l'un de l'autre notamment autour du point de départ ( $T=0$  K) c-à-d ( $J_{FN}(T)/J_{FN}(0) \simeq 1$ ), voir les équations (3.14) et (3.15).

$$\chi(T) = (3.3 - 2.6 \times 10^{-4} \times T)eV \quad (3.14)$$

$$\chi(T) = (2.85 - 2 \times 10^{-4} \times T)eV \quad (3.15)$$

Le modèle de Pananakakis et al. colle bien avec le modèle de Good et Müller presque jusqu'à 500 °C, indiquant sa précision, plutôt que le modèle proposé par Snow-Lenzlinger qui est proche de ces deux derniers jusqu'à une température presque égale 100 °C.

Si l'affinité est constante, la figure (3.4) montre son effet sur le facteur correctif (le rapport  $J_{FN}(T)/J_{FN}(0)$ ).

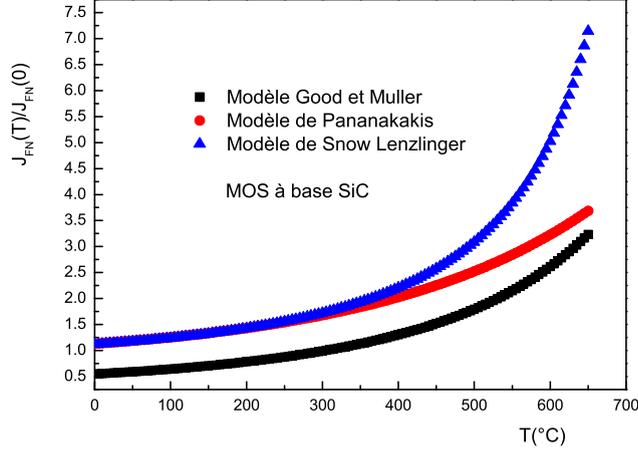


FIGURE 3.4: Comparaison du rapport  $J_{FN}(T)/J_{FN}(0)$  en fonction de la température entre plusieurs modèles avec une affinité constante, capacité MOS à base 4H-SiC,  $\chi = 2.85eV$ ,  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $m_{sic} = 0.76m_e$ ,  $\phi_b = 2.74eV$ ,  $N_S = 1.3 \times 10^{20}cm^{-3}$ ,  $E_{ox} = 10Mv/cm$ .

Nous présentons l'effet de la dérivé du coefficient de transmission  $T^{2n-2}$  (cité auparavant dans le modèle de Good-Müller) sur l'émission Fowler-Nordheim dans le modèle de Pananakakis, voir la figure(3.5).

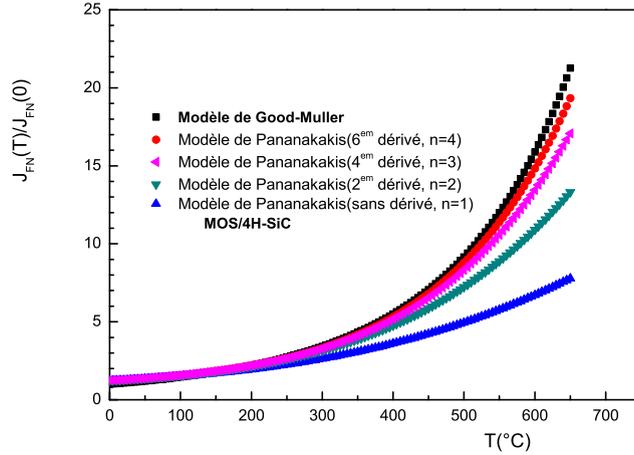


FIGURE 3.5: Comparaison du rapport  $J_{FN}(T)/J_{FN}(0)$  en fonction de la température entre le modèle de Good- Müller et le modèle de Pananakakis avec la variation de la dérivé du coefficient de transmission, capacité MOS à base 4H-SiC,  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $m_{sic} = 0.76m_e$ ,  $\phi_b = 2.74eV$ ,  $N_S = 1.3 \times 10^{20}cm^{-3}$ ,  $E_{ox} = 10Mv/cm$ .

Ensuite nous présentons l'effet de la température sur le facteur correctif de Snow-Lenzlinger ( $J_{FN}(T)/J_{FN}(0)$ ) dans la figure (3.6).

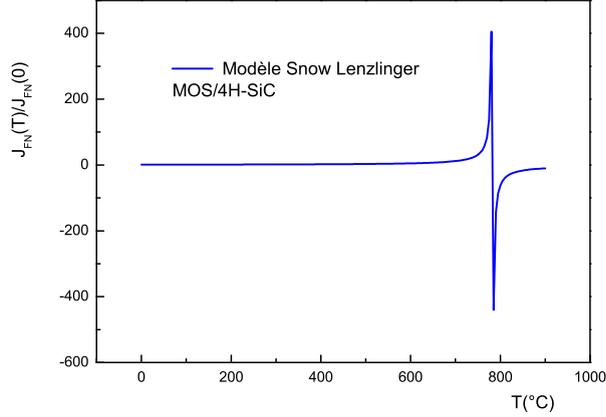


FIGURE 3.6: Le rapport  $J_{FN}(T)/J_{FN}(0)$  d'une capacité MOS à base 4H-SiC en utilisant le modèle Snow-Lenzlinger avec,  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $m_{sic} = 0.76m_e$ ,  $\phi_b = 2.74eV$ ,  $E_{ox} = 10Mv/cm$ .

Nous présentons les plans Fowler-Nordheim à différentes températures en utilisant les deux modèles, le modèle de Good-Müller et le modèle de Pananakakis et al., voir les figures (3.7) et (3.8).

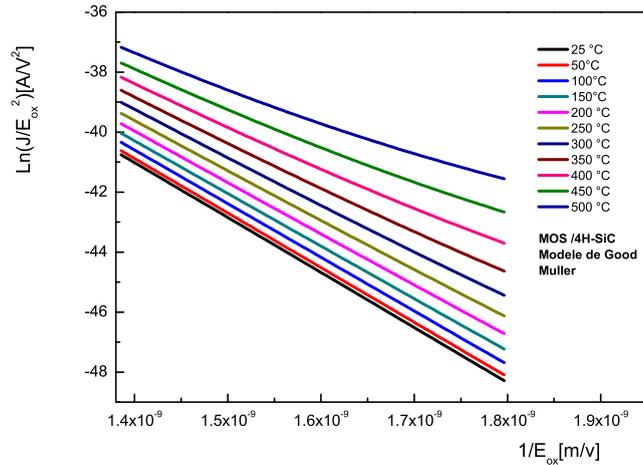


FIGURE 3.7: Plan FN à plusieurs températures d'une capacité MOS à base 4H-SiC en utilisant le modèle de Good et Müller avec  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $m_{sic} = 0.76m_e$ ,  $t_{ox} = 97$  nm,  $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ ,  $N_S = 1.3 \times 10^{20}cm^{-3}$ ,  $\chi(T) = (2.85 - 2 \times 10^{-4} \times T)eV$ .

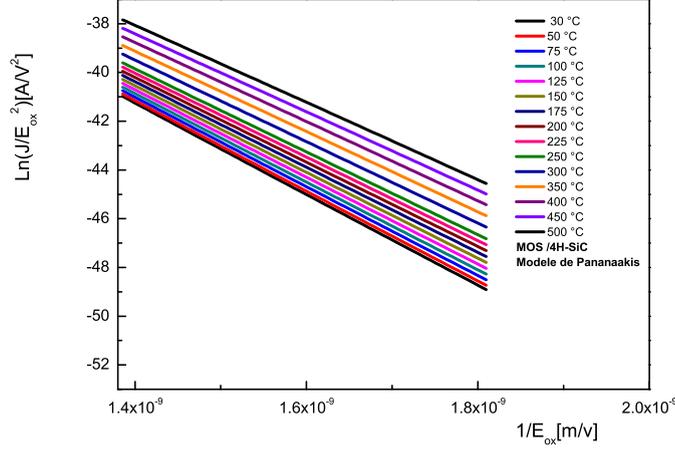


FIGURE 3.8: Plan Fowler-Nordheim d'une capacité MOS à base 4H-SiC en utilisant le modèle de Pananakakis et al. avec  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $m_{sic} = 0.76m_e$ ,  $t_{ox} = 97$  nm,  $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ ,  $\phi_b = 2.74$  eV,  $N_S = 1.3 \times 10^{20}cm^{-3}$ ,  $\chi(T) = (2.85 - 2 \times 10^{-4} \times T)eV$ .

Nous présentons la caractéristique courant-tension  $I(V)$  à différentes températures et le Plan Fowler-Nordheim en utilisant le modèle de Snow-Lenzlinger, voir les figures (3.10) et (3.11).

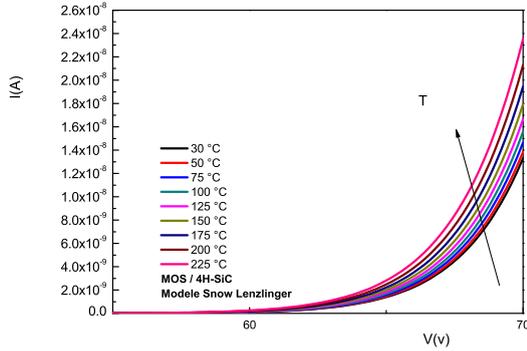


FIGURE 3.9: Caractéristiques courant-tension à plusieurs températures d'une capacité MOS à base 4H-SiC en utilisant le modèle de Snow-Lenzlinger, avec  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $m_{sic} = 0.76m_e$ ,  $t_{ox} = 97$  nm,  $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ ,  $\phi_b = 2.74$  eV.

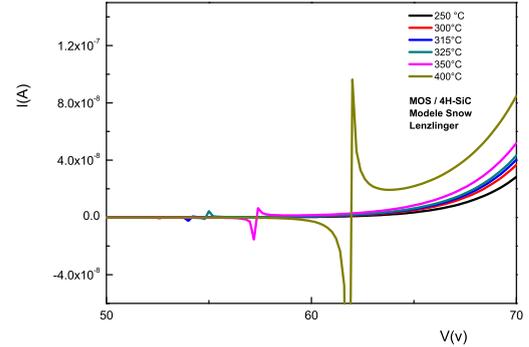


FIGURE 3.10: Caractéristiques courant-tension à plusieurs températures d'une capacité MOS à base 4H-SiC en utilisant le modèle de Snow-Lenzlinger, avec  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $m_{sic} = 0.76m_e$ ,  $t_{ox} = 97$  nm,  $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ ,  $\phi_b = 2.74$  eV.

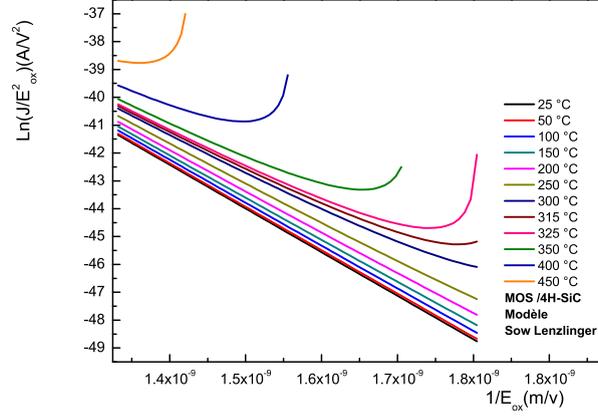


FIGURE 3.11: Plan FN d'une capacité MOS à base 4H-SiC en utilisant le modèle de Snow-Lenzlinger, avec  $m_{ox} = 0.42m_e$ ,  $m_{sic} = 0.76m_e$ ,  $t_{ox} = 97$  nm,  $s = 2.5 \times 10^{-4} \text{cm}^2$ ,  $\phi_b = 2.74$  eV.

Nous remarquons une petite variation dans la forme de courbe  $I(V)$  à partir de  $310^\circ\text{C}$  puis elle augmente, pour une valeur minimale du champ électrique, de même une courbure vers le haut dans le plan FN jusqu'à presque  $450^\circ\text{C}$ .

Nous remarquons que ce modèle est limité à une certaine température avec une courbure dans les plans FN qui doivent être linéaires. Nous expliquons ces déformations dans les caractéristiques  $I(V)$  par la discontinuité dans le facteur correctif en fonction de la température, voir la courbe (3.12).

Nous pouvons calculer la température qui correspond à la discontinuité en utilisant la condition ( $Ck_B T < T$ ),  $T$  est inférieure à  $307.51^\circ\text{C}$ .

Ces modèles nous donnent des résultats presque identiques à basse température en  $^\circ\text{C}$ , par contre la différence est claire à haute température, voir les figures (3.13), (3.14), (3.15).

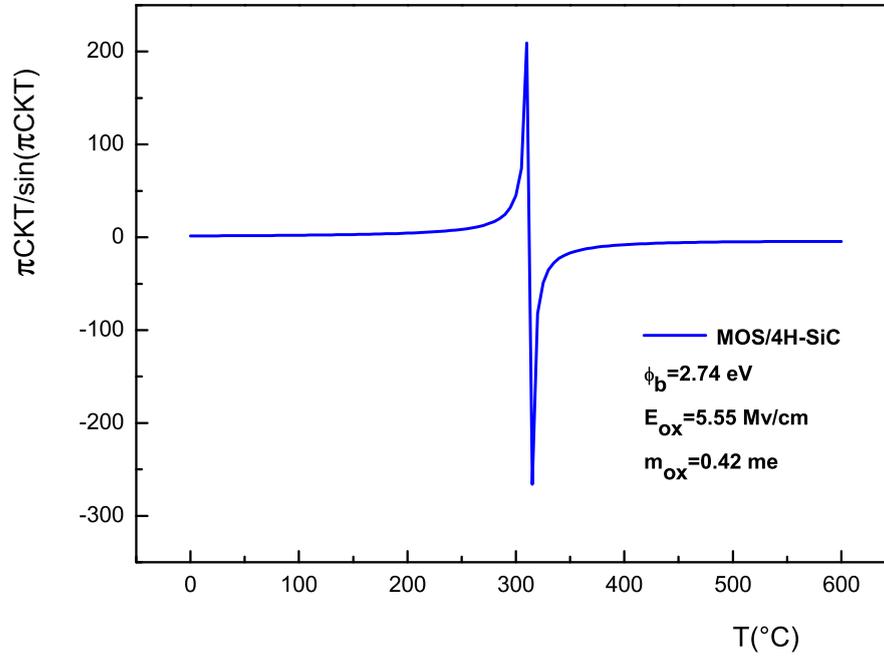


FIGURE 3.12: Le facteur correctif de Snow-Lenzlinger en fonction de la température.

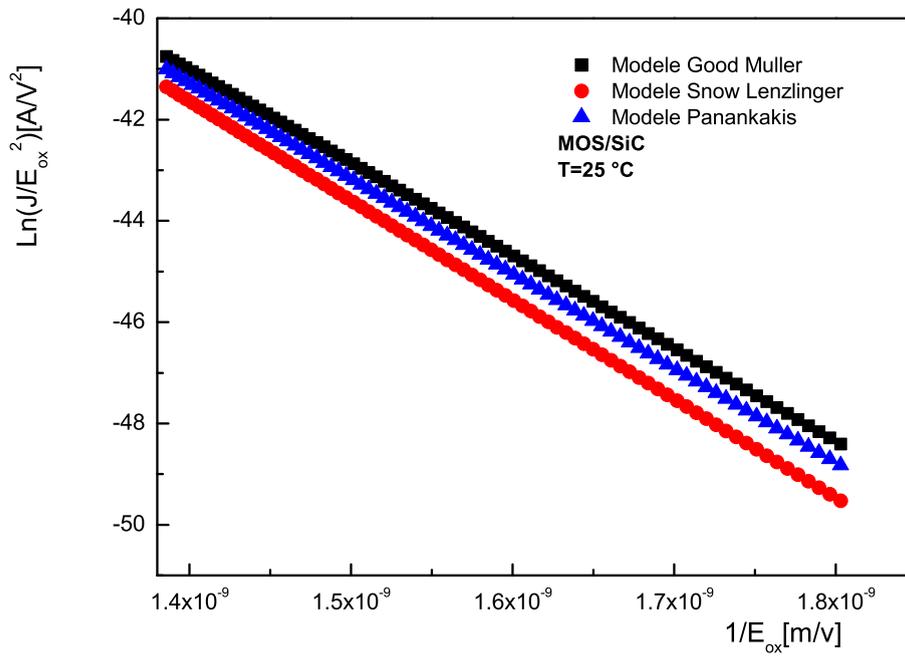


FIGURE 3.13: Comparaison des plans FN des capacités MOS à base 4H-SiC par les trois modèles.

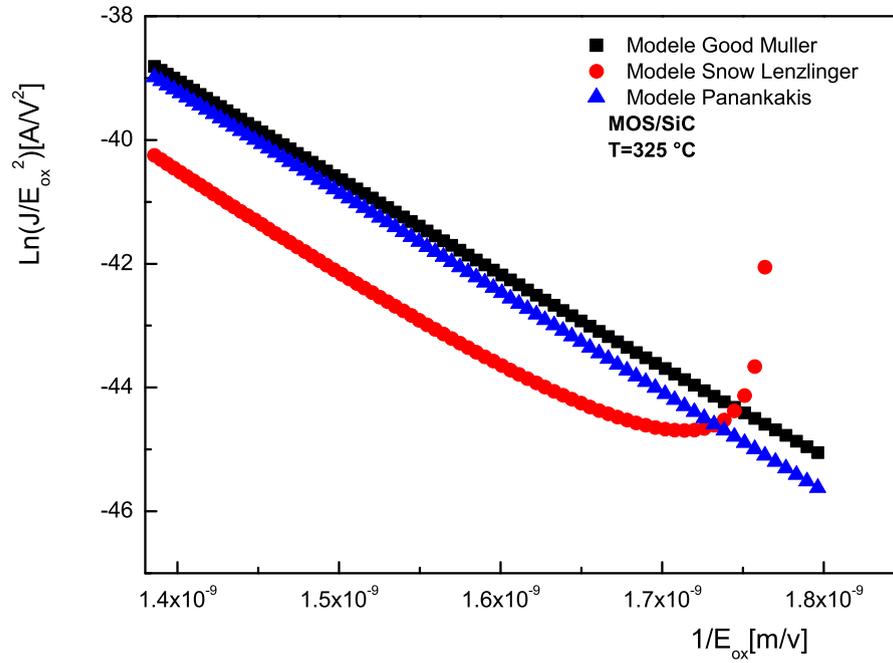


FIGURE 3.14: Comparaison des plans FN des capacités MOS à base 4H-SiC par les trois modèles.

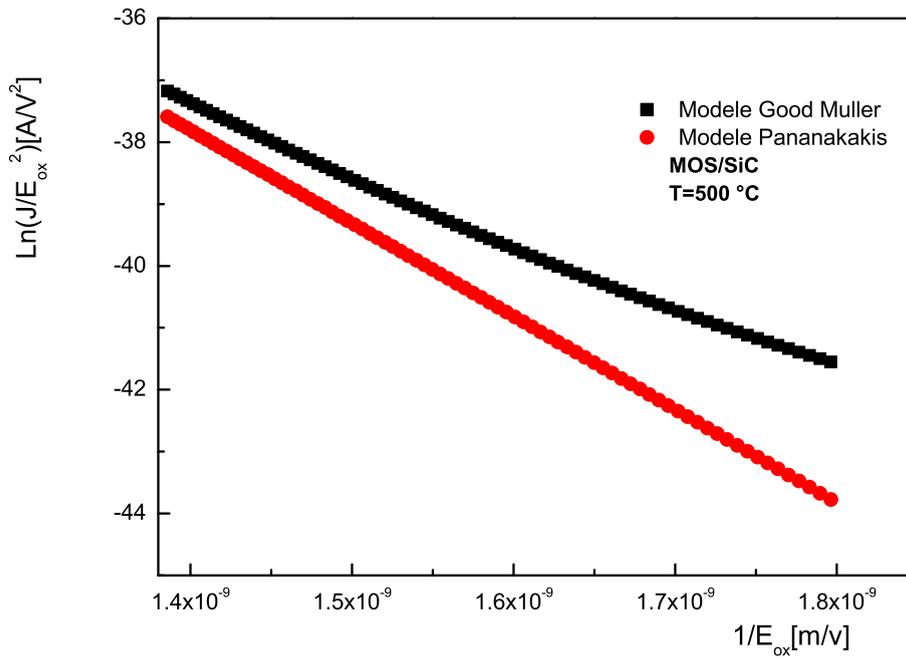


FIGURE 3.15: Comparaison des plans FN des capacités MOS à base 4H-SiC par deux modèles.

### 3.3.4 Extraction des paramètres par la méthode des moindres carrés

Après cette comparaison nous essayons d'appliquer la méthode traditionnelle (méthode des moindres carrés) pour l'extraction des paramètres physiques.

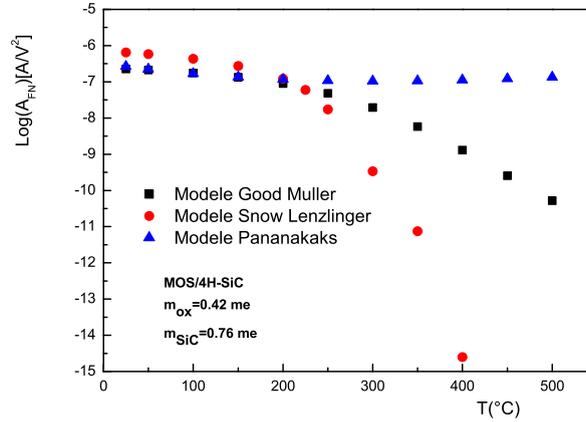


FIGURE 3.16: Extraction du paramètre  $A_{FN}$  à partir d'un plan FN à plusieurs températures d'une capacité MOS à base 4H-SiC en utilisant la méthode des moindres carrés.

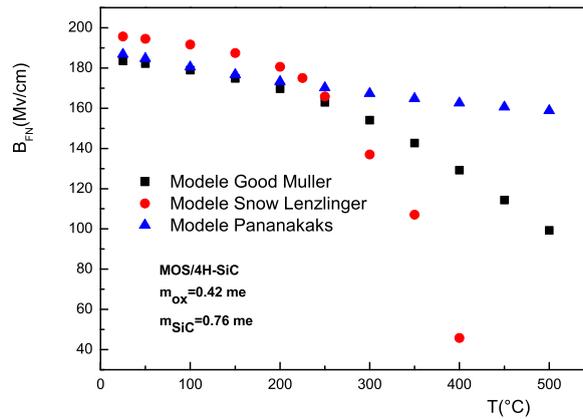


FIGURE 3.17: Extraction du paramètre  $B_{FN}$  à partir d'un plan FN à 4H-SiC températures d'une capacité MOS à base silicium en utilisant la méthode des moindres carrés.

La barrière effective est calculée à partir du coefficient  $B_{FN}$  par l'équation (3.16) :

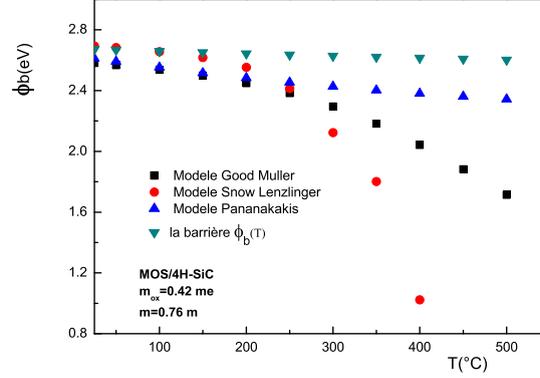


FIGURE 3.18: Extraction de la barrière de potentiel  $\phi_b$  à partir d'un plan FN à plusieurs températures d'une capacité MOS à base 4H-SiC en utilisant la méthode des moindres carrés,  $\phi_b(T) = \chi(T) - E_F(T)$ .

$$\phi_b = \left( \frac{3q\hbar B_{FN}}{4\sqrt{2}m_{ox}} \right)^{(2/3)} \quad (3.16)$$

Dans tous les cas la barrière de potentiel effective décroît en fonction de la température mais pas de la même manière, voir la figure (3.18).

Nous avons utilisé dans l'extraction le modèle simple du courant Fowler-Nordheim.

La formule simple du courant FN à basse température peut être écrite sous la forme :

$$\ln(J/E_{ox}^2) = \ln(A) - B/E_{ox} \quad (3.17)$$

Cette formule ne dépend pas de la température, elle est valable que à basse température, donc les valeurs de la barrière de potentiel sont seulement approchées à basse température et les autres valeurs sont inacceptables, nous avons deux modèles qui prennent en considération la variation en température, mais malheureusement nous ne pouvons pas les transformer sous forme des lignes droites si nous écrivons  $\ln(J/E_{ox}^2)$  en fonction de  $(1/E_{ox})$  comme dans le cas d'un modèle simple, la raison qui exige l'utilisation des méthodes d'optimisations numériques.

### 3.3.5 Extraction des Paramètres par optimisations

Nous essayons d'orienter nos calculs vers d'autres méthodes pour bien utiliser ces modèles et essayons de trouver le modèle optimal.

Résoudre un problème d'optimisation, c'est rechercher la (ou les) solution(s) qui rend(ent) minimale (ou maximale) une fonction mesurant la qualité de cette solution.

Cette fonction est appelée fonction objectif  $f$  (ou évaluation, critère, ou encore coût) .

L'analyse du problème est en substance la réponse à un certain nombre de choix préalables :

- Variables du problème : quels sont les paramètres intéressants à faire varier ?
- Espace de recherche : Dans quelles limites faire varier ces paramètres ?
- Fonctions objectif : quels sont les objectifs à atteindre ?
- Méthode d'optimisation : quelle méthode choisir ?

### 3.3.6 Les différents méthodes d'optimisations

Après définition de la fonction objectif, le choix d'une méthodologie adaptée s'impose pour la résolution du problème. Les méthodes d'optimisation, répondent à deux classements distincts :

- (a) **méthodes déterministes**.
- (b) **méthodes non déterministes (stochastiques)**.

Une méthode d'optimisation est dite **déterministe** lorsque son évolution vers la solution du problème est toujours la même pour un même contexte initial donné et ne laissant aucune place au hasard.

Une méthode d'optimisation est dite **non déterministe** lorsque son approche de l'optimum est entièrement guidée par un processus probabiliste et aléatoire, elles permettent d'explorer l'espace de recherche de manière plus exhaustive stochastique.

Ces méthodes ont une grande capacité de trouver l'optimum global du problème.

Contrairement à la plus part des méthodes déterministes, elles ne nécessitent pas la connaissance du gradient de la fonction objectif pour atteindre la solution optimale.

La plupart des méthodes d'optimisation sont des méthodes locales qui ne peuvent pas converger vers un optimum global, ils ont aussi l'inconvénient de boucler et revenir sans cesse au même point, voir la figure (3.19).

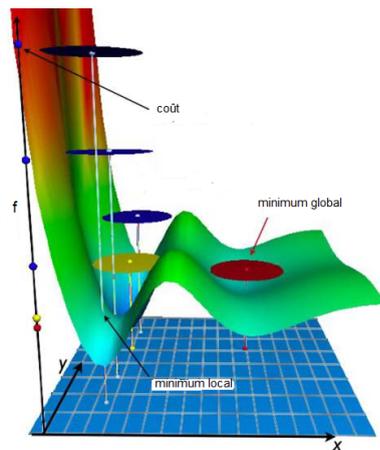


FIGURE 3.19: Minimum local et minimum global.

Goffe [59] compare cette situation à un aveugle qui veut trouver le sommet d'une montagne : ce dernier reconnaît le sol seulement avec ses pieds ; si le sol est régulier et le point de départ est bon, alors il trouvera le sommet. Mais ces deux conditions sont rarement accomplies.

Nous allons présenter ici la méthode dite “simulated annealing” (recuit simulé) et la méthode des algorithmes génétiques.

### 3.3.6.1 Méthode du recuit simulé

Le recuit simulé est le résultat d'expériences réalisées par Metropolis et al. dans l'année 1953 pour simuler l'évolution de processus de recuit physique [60, 61].

En revanche, l'utilisation de recuit simulé (RS) pour la résolution des problèmes d'optimisation combinatoire (les paramètres à optimiser ne prennent que des valeurs entières ou discrète ) est beaucoup plus récente et date des années 80 [62, 63].

### Principe [64]

Elle a été inspirée de l'évolution d'un solide vers une position d'équilibre lors de son refroidissement.

On commence d'abord par chauffer le métal jusqu'à une certaine température où il devient liquide (les atomes peuvent donc circuler librement).

Après avoir atteint ce stade, on abaisse la température très lentement de sorte à obtenir un solide. Si cette baisse de température est brusque on obtient alors du verre ; si au contraire cette baisse de température est très lente (laissant aux atomes le temps d'atteindre l'équilibre statistique), jusqu'à atteindre un état d'énergie minimale correspondant à la structure parfaite d'un crystal, on dit alors que le système est « gelé ».

Au cas où cet abaissement de température ne se ferait pas assez lentement, il pourrait apparaître des défauts. Il faudrait alors les corriger en réchauffant de nouveau légèrement la matière de façon à permettre aux atomes de retrouver la liberté de mouvement, leur facilitant ainsi un éventuel réarrangement conduisant à une structure plus stable.

Soit S un système physique à la température T.

On fait l'hypothèse que S peut avoir un nombre dénombrable d'états  $i \in A$  chaque état  $i$ , correspond à un niveau d'énergie  $E_i$ . On note par X l'état du système.

L'équilibre thermique est caractérisé par la distribution :

$$P_T(X = i) = \frac{1}{Z(T)} \times \exp\left(\frac{-E_i}{k_B T}\right) \quad (3.18)$$

Où  $k_B$  est la constante de Boltzmann et  $Z$  est une fonction de normalisation donnée par :

$$Z(T) = \sum_{i \in N} \exp\left(\frac{-E_i}{k_B T}\right) \quad (3.19)$$

Soit  $i$  et  $j$  deux états, nous posons :

$$\Delta E = (E_i - E_j) \quad (3.20)$$

Il vient alors :

$$\frac{P_T(X = i)}{P_T(X = j)} = \exp\left(\frac{-\Delta E_i}{k_B T}\right) \quad (3.21)$$

Et nous voyons que si  $\Delta E < 0$  l'état  $X = i$  est plus probable que  $X = j$ . Supposons a présent que  $\Delta E > 0$ , c'est bien sûr alors la situation inverse qui a lieu.

Toutefois le rapport des probabilités dépend aussi de  $k_B T$  et si est grand devant  $\Delta E$  les états sont presque équiprobables.

Ainsi, à température élevée on passe facilement d'un état d'énergie à un autre ( les molécules se meuvent facilement, le système présente un fort caractère aléatoire), mais quand on baisse progressivement la température, on fige la situation et on tend de plus en plus vers l'état d'équilibre du système (duquel on ne peut presque pas bouger).

Nous faisons à présent l'analogie suivante entre système physique et problème d'optimisation :

états physiques :  $i, j, \dots \iff$  solutions admissibles :  $x, y, \dots$

énergie du système :  $E \iff$  cout d'une solution :  $f$

$k_B T \iff$  paramètre de contrôle noté  $T$ .

C'est sur cette analogie que se base l'algorithme de Métropolis, en utilisant le principe physique évoqué précédemment.

### 3.3.6.2 L'organigramme

L'organigramme de la méthode du recuit simulé est présenté sur la figure (3.20).

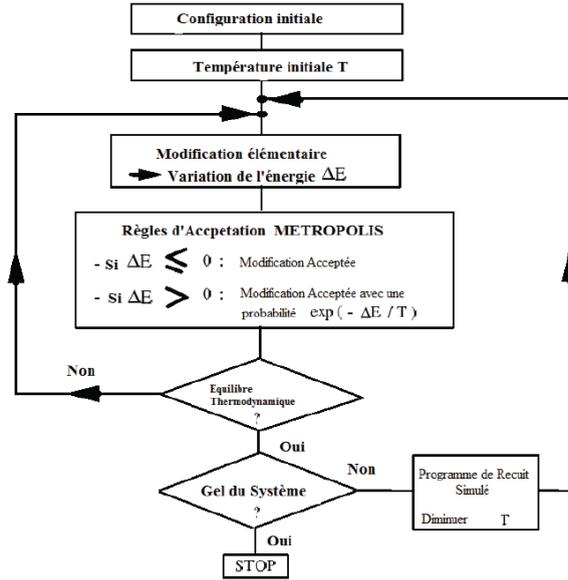


FIGURE 3.20: L'organigramme de la méthode du recuit simulé.

### 3.3.6.3 Fonction objectif

Nous présentons ici l'extraction des paramètres de phénomène Fowler-Nordheim, le coefficient pré-exponentiel  $A_{FN}$  et le coefficient exponentiel  $B_{FN}$  par simulation dans les capacités MOS à base 4H-SiC et à base silicium à l'aide d'un simulateur qui s'appelle Scilab-5.3.1 (64-bits) (conseillé à l'optimisation) [65–67].

La fonction objectif est :

$$F_{opt} = \sum_i \left( \frac{I_e(i) - I_t(i)}{I_t(i)} \right)^2 \quad (3.22)$$

Où  $I_t$  est la formule théorique du courant (représentée par le modèle de Snow-Lenzlinger ou bien celui de Pananakakis) et  $I_e$  la valeur expérimentale du courant, elle est représentée par la formule de Good et Müller pour distinguer entre ces modèles.

Le but est d'arriver à une fonction objectif nulle, les valeurs que nous avons utilisées sont :  $A_{FN}^{opt} = 2.705 \text{ A/V}^2$  et  $B_{FN}^{opt} = 1948 \text{ V}$  pour une capacité MOS à base 4H-SiC. Pour une capacité MOS à base silicium [68]  $A_{FN}^{opt} = 130.3 \text{ A/V}^2$  et  $B_{FN}^{opt} = 238.5 \text{ V}$ . Nous pouvons présenter dans les figures (3.21) et (3.22) et (3.23) la fonction objectif dans l'espace en fonction de deux paramètres  $A_{FN}$  et  $B_{FN}$  pour voir à peu près où se trouve le minimum global.

La couleur bleu foncé illustre le minimum global dans les figures (3.22) et (3.23).

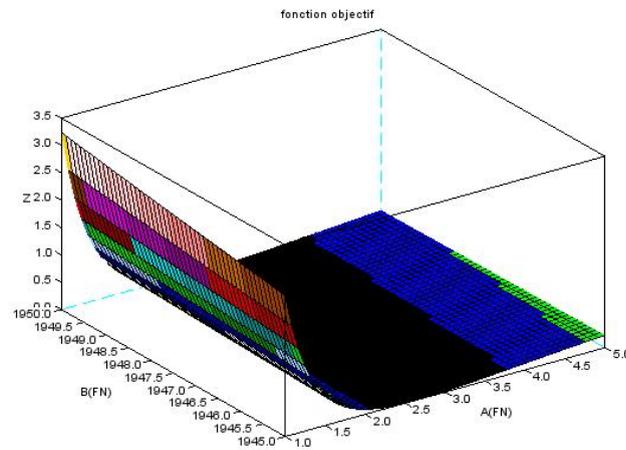


FIGURE 3.21: Présentation de la fonction objectif dans l'espace (MOS à base 4H-SiC).

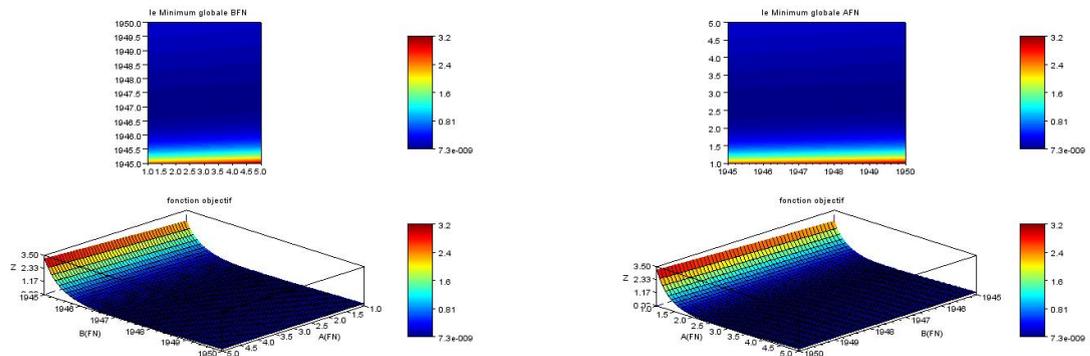


FIGURE 3.22: La fonction objectif et le minimum global  $B_{FN}^{opt}$ .

FIGURE 3.23: La fonction objectif et le minimum global  $A_{FN}^{opt}$ .

Avant discuter sur les différents possibilités et les limites d'utilisation de la méthode du recuit simulé nous donnons dans le tableau (3.1) [65] les paramètres nécessaires.

paramètre	valeur
<i>proba – start</i> (pour accepter le mauvais solution)	0.8
<i>It – intern</i> (le nombre d'itération interne pendant une température fixe)	1000
<i>It – extern</i> (le nombre d'itération externe pendant la décroissance de la température )	30
<i>It – Pre</i> (paramètre pour calculer la température initiale)	100
<i>neigh – func</i> (la fonction qui calcule la solution voisine)	neigh-func-default
<i>accept – func</i> (la fonction d'accepter ou rejeter la solution)	accept-func-default
<i>temp<sub>law</sub></i> (la loi de décroissance de la température)	temp-law-vfsa (very fast SA)
la valeur minimale et maximale de $A_{FN}$	$[-20\% A_{FN}^{opt} + 20\% A_{FN}^{opt}]$
la valeur minimale et maximale de $B_{FN}$	$[-40\% B_{FN}^{opt} + 40\% B_{FN}^{opt}]$

TABLE 3.1: Les paramètres utilisés dans la méthode du recuit simulé.

### 3.3.6.4 Effet de l'intervalle

Pour voir l'effet de l'intervalle et les limites de l'espace de recherche,  $I_t$  et  $I_e$  sont représentés par la même formule, pour simplifier nous choisissons le modèle simple du courant Fowler-Nordheim (qui ne dépend de la température).

La solution initiale est créée à partir des valeurs qui appartiennent à l'intervalle de recherche. Elle n'est pas unique, elle est générée à l'aide d'une fonction appelée **rand()** qui donne des valeurs aléatoires entre [0-1] pour explorer l'espace de recherche. Nous trouvons plusieurs solutions locales proches solution globale, c'est pour ça on lance la simulation plusieurs fois. Dans notre travail nous lançons 200 fois [69].

Nous nous intéressons à la fonction objectif minimale pour extraire les paramètres globales et l'incertitude relative maximale de chaque paramètre.

L'élément essentiel dans cette méthode est l'espace de recherche, où se trouve la solution globale, les équations (3.23) et (3.24) donnent l'incertitude relative.

$$\varepsilon_{A_{FN}}(\%) = \frac{|A_{FN}^{opt} - A_{FN}^{calculé}|}{A_{FN}^{opt}} \times 100 \quad (3.23)$$

$$\varepsilon_{B_{FN}}(\%) = \frac{|B_{FN}^{opt} - B_{FN}^{calculé}|}{B_{FN}^{opt}} \times 100 \quad (3.24)$$

Au début l'espace de recherche que nous avons choisi est  $\pm 40\% \times A_{FN}^{opt}$  et  $\pm 40\% \times B_{FN}^{opt}$  pour tester la méthode, mais la solution trouvée n'est pas toujours globale, l'incertitude relative de  $A_{FN}$  est considérable  $\varepsilon_{A_{FN}} = 40\%$  par contre celui de  $B_{FN}$  est  $\varepsilon_{B_{FN}} = 0.81\%$ , pour cela nous avons changé l'intervalle pour le paramètre  $A_{FN}$ .

Donc il faut minimiser l'intervalle le plus possible, nous avons pris  $[-20\%A_{FN}^{opt} + 20\%A_{FN}^{opt}]$ , avec  $\varepsilon_{A_{FN}} = 20\%$ .

### 3.3.6.5 Effet du nombre d'itérations externes

La figure (3.24) montre que la fonction objectif est minimale lorsque le nombre d'itérations est grand.

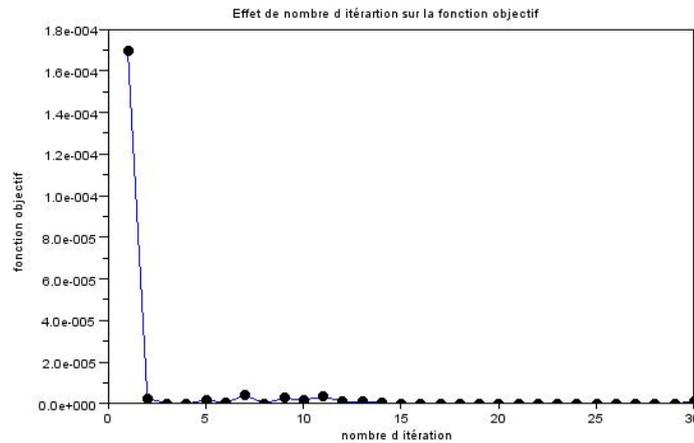


FIGURE 3.24: Effet du nombre d'itérations externes sur la fonction objectif.

### 3.3.6.6 Effet du nombre d'itérations internes

Les paramètres de la méthode sont présentés dans le tableau (3.1), avec un changement dans le nombre d'itérations internes, les résultats obtenus sont écrits dans le tableau (3.2).

It-intern	$\varepsilon_{B_{FN}}(\%)$
10	0.88
100	0.81
1000	0.81

TABLE 3.2: Effet du nombre d'itérations internes sur l'incertitude relative  $\varepsilon_{B_{FN}}$  en utilisant la méthode du recuit simulé.

Notez que l'itération externe permet de minimiser la température initiale tandis que l'itération interne permet de chercher une autre solution à partir d'un minimum local (pour mieux comprendre voir l'organigramme présenté dans la figure (3.20)).

Si nous utilisons le modèle de Pananakakis pour l'extraction des paramètres, nous aurons  $\varepsilon_{A_{FN}} = 20\%$ , par contre  $\varepsilon_{B_{FN}}$  est minimale et présentée dans la figure (3.25).

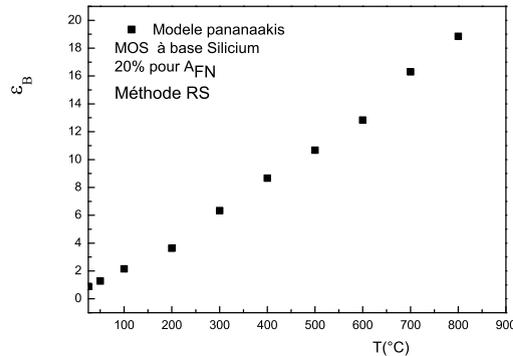


FIGURE 3.25: L'incertitude relative de  $B_{FN}$  en fonction de la température en utilisant la méthode du recuit simulé(modèle de Pananakakis et al.), MOS à base Si,  $t_{ox} = 9.6\text{nm}$ ,  $m_{ox} = 0.4me$ ,  $s = 1 \times 10^{-8}m^2$ ,  $m_{si} = me$ .

Si nous utilisons le modèle de Snow-Lenzlinger pour l'extraction des paramètres, nous aurons les grandes incertitudes.

Nous présentons la barrière de potentiel extraite à partir du paramètre  $B_{FN}^{opt}$  par cette méthode en utilisant les deux modèles, voir la figure (3.26).

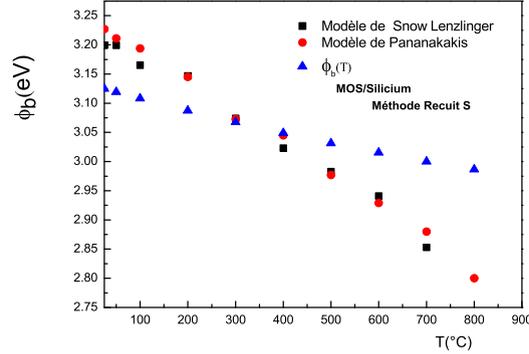


FIGURE 3.26: Barrière de potentiel en fonction de la température extraite en utilisant la méthode du recuit simulé, MOS à base Si,  $t_{ox} = 9.6$  nm,  $m_{ox} = 0.4m_e$ ,  $s = 1 \times 10^{-8} m^2$ ,  $m_{si} = m_e$ ,  $\phi_b(T) = \chi(T) - E_F(T)$ .

Malgré la grande incertitude trouvée en utilisant le modèle de Snow-Lenzlinger, la méthode du recuit simulé a montré son efficacité pour résoudre les problèmes, comme le problème discuté dans ce chapitre, elle permet la recherche d'un minimum global.

En contrepartie, la méthode est lente et ne donne aucune différence entre les deux modèles, donc on a besoin d'une autre méthode.

### 3.3.6.7 Méthode des algorithmes génétiques

Le principe des *Algorithmes évolutionnaires* est de simuler l'évolution d'une population d'individus divers auxquels on applique différents opérateurs génétiques où l'on soumet à chaque génération à une sélection propre.

Le vocabulaire utilisé est donc similaire à celui de la théorie génétique et évolutionnaire.

#### Principe [60, 61]

En résumé, la définition de l'algorithme génétique (AG) se présente comme suit :

Un algorithme génétique est un algorithme stochastique itératif qui opère sur un ensemble de points, partant d'une population initiale. Il est construit en utilisant 3 opérateurs :

- croisement.
- mutation.
- sélection .

Les AG sont des algorithmes d'optimisation stochastique qui s'inspirent fortement des mécanismes de l'évolution biologique liés aux principes de sélection et d'évolution naturelle pour les transposer à la recherche de solutions adaptées au problème qu'on cherche à optimiser.

L'algorithme débute par le choix d'un codage permettant de représenter les variables du problème d'optimisation par une structure génétique. Une population initiale est ensuite créée en générant  $n_{ind}$  individus aléatoirement.

L'initialisation de la population peut donc être réalisée simplement en effectuant  $n_{ind}$  tirages au sort binaires, de manière à générer  $n_{ind}$  chromosomes. Le tirage aléatoire doit avoir une loi de probabilité uniforme, de façon à obtenir une occupation homogène de l'espace de recherche.

A chaque génération, on évalue la performance de chaque individu de la population, ce qui nécessite  $n_{ind}$  évaluations de la fonction de coût. Pour un problème de minimisation, la valeur opposée ou inverse de la fonction de coût peut être choisie.

A chaque génération, trois opérateurs interviennent, modifiant les caractéristiques génétiques de la population. L'opérateur de sélection agit en premier. Son rôle est de choisir les individus de la population qui vont survivre. Le critère déterminant la sélection est lié à la performance des individus. La population après sélection compte toujours  $n_{ind}$  individus, certains individus de la population ayant disparu et d'autres ayant été dupliqués. L'opérateur de croisement intervient ensuite. Il crée de nouveaux individus en recombinant le patrimoine génétique de la population. Pour cela, les individus sont appariés aléatoirement,

chaque couple de parents créant deux enfants par un échange partiel de chromosomes. A la fin de l'étape de croisement, la population compte  $n_{ind}$  individus enfants. Enfin, l'opérateur de mutation crée de nouveaux individus en introduisant de nouvelles caractéristiques génétiques dans la population des  $n_{ind}$  enfants. Certains chromosomes sont perturbés aléatoirement, de manière à explorer l'espace de recherche. L'algorithme se poursuit alors avec une nouvelle génération.

les paramètres de cette méthode sont donnés dans le tableau (3.3)[65].

paramètre	valeur
PopSize	1000
<i>Proba – cross</i> (the crossover probability)	0.8
NbGen(le nombre de génération )	30
NbCouples(nombre de couple)	200
<i>Proba – mut</i> (la probabilité de mutation)	0.1
Log (afficher les information pendant l'exécution de l'algorithme)	%T
pressure(the value the efficiency of the worst individual)	0.05
<i>init – func</i>	<i>init – ga – default</i>
<i>crossover – func</i>	<i>crossover – ga – default</i>
<i>mutation – func</i>	<i>mutation – ga – default</i>
<i>codage – func</i>	<i>coding – ga – identity</i>
<i>selection – func</i>	<i>selection – ga – elitist</i>
la valeur minimale et maximale de $A_{FN}$	$[-30\% A_{FN}^{opt} + 30\% A_{FN}^{opt}]$
la valeur minimale et maximale de $B_{FN}$	$[-40\% B_{FN}^{opt} + 40\% B_{FN}^{opt}]$

TABLE 3.3: Les paramètres utilisés dans la méthode des algorithmes génétiques.

### 3.3.6.8 Organigramme

L'organigramme de cette méthode est illustré dans le figure (3.27).

### 3.3.6.9 Effet de l'intervalle

De même, la solution initiale n'est pas unique, il est généré à l'aide d'une fonction s'appelle **rand()**, dans cette partie de travail nous lançons 200 fois le calcul [69].

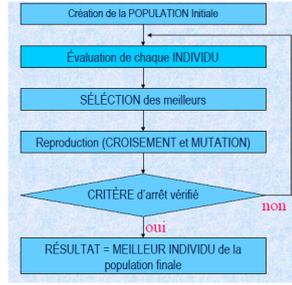


FIGURE 3.27: L'organigramme de la méthode des algorithmes génétiques.

L'élément essentiel dans cette méthode est l'intervalle où se trouve la solution globale, nous présentons l'incertitude relative de  $A_{FN}$  et  $B_{FN}$  en fonction de l'intervalle.

Au début l'espace de recherche que nous avons choisi est  $\pm 40\% \times A_{FN}^{opt}$  et  $\pm 40\% \times B_{FN}^{opt}$  pour tester la méthode, mais la solution trouvée n'est pas toujours globale, l'incertitude relative de  $A_{FN}$  est considérable  $\varepsilon_{A_{FN}} = 21.16\%$  par contre celui de  $B_{FN}$  est  $\varepsilon_{B_{FN}} = 0.55\%$ , pour cela nous avons changé l'intervalle pour le paramètre  $A_{FN}$ .

Nous remarquons que  $\varepsilon_{A_{FN}}$  (de la méthode RS)  $>$   $\varepsilon_{A_{FN}}$  (de la méthode AG).

Nous avons pris l'intervalle  $[-30\%A_{FN}^{opt} + 30\%A_{FN}^{opt}]$  avec  $\varepsilon_{A_{FN}} = 13.73\%$ .

Nous essayons d'élargir l'espace de recherche avec la minimisation de l'incertitude relative le plus possible.

Nous présentons l'incertitude relative du paramètre  $B_{FN}$  à différentes températures d'une capacité MOS/Si en utilisant le modèle de Snow-Linzlinger et celui de Pananakakis, voir les figures (3.28) et (3.29) et la barrière extraite dans la figure (3.30).

De même nous présentons l'incertitude relative du paramètre  $B_{FN}$  à différentes températures d'une capacité MOS/4H-SiC en utilisant les deux modèles, voir les figures (3.31) et (3.32) et la barrière extraite dans la figure (3.33).

Cette méthode montre clairement la différence entre les deux modèles.

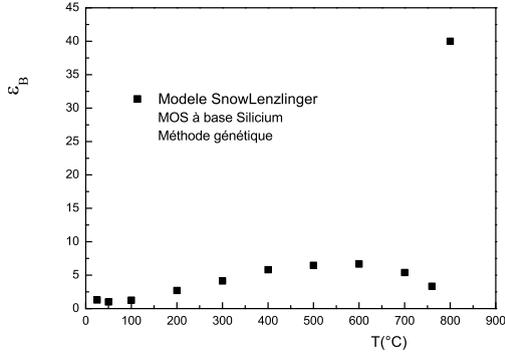


FIGURE 3.28: L'incertitude relative de  $B_{FN}$  en fonction de la température en utilisant la méthode des algorithmes génétiques (modèle de Snow-Lenzlinger) , MOS à base Si,  $t_{ox}=9.6$  nm,  $m_{ox} = 0.4me, s = 1 \times 10^{-8}m^2, m_{si} = me$ .

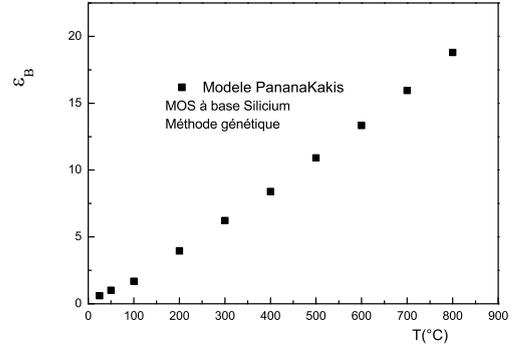


FIGURE 3.29: L'incertitude relative de  $B_{FN}$  en fonction de la température en utilisant la méthode des algorithmes génétiques(modèle de Pananakakis et al.) , MOS à base Si,  $t_{ox}=9.6$  nm,  $m_{ox} = 0.4me, s = 1 \times 10^{-8}m^2, m_{si} = me$ .

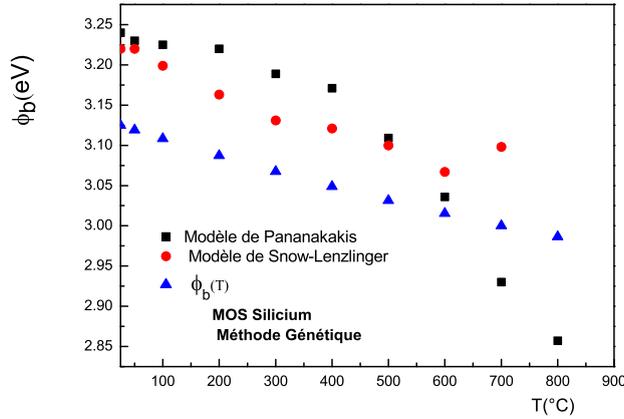


FIGURE 3.30: Barrière de potentiel en fonction de la température extraite en utilisant la méthode des algorithmes génétiques , MOS à base Si,  $t_{ox} = 9.6$  nm,  $m_{ox} = 0.4me, s = 1 \times 10^{-8}m^2, m_{si} = me, \phi_b(T) = \chi(T) - E_F(T)$ .

Le modèle de Snow-Lenzlinger donne une petite incertitude relative et la barrière de potentiel diminue légèrement en fonction de la température jusqu'à  $450^\circ C$  pour le 4H-SiC et jusqu'à  $700^\circ C$  pour le silicium puis malheureusement nous aurons une divergence, qui donne une limitation à ce modèle. Par contre le modèle de Pananakakis et al. ne présente aucune limitation et malgré qu'il est proche au modèle de Good-Muller il donne des incertitudes relatives considérables.

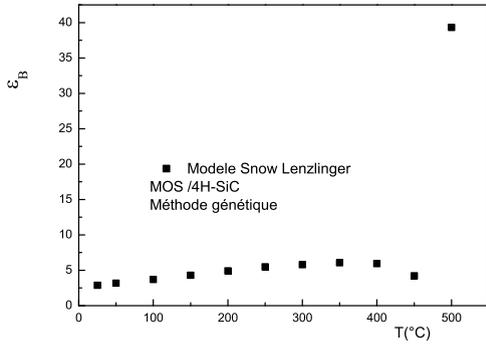


FIGURE 3.31: L'incertitude relative de  $B_{FN}$  en fonction de la température en utilisant la méthode des algorithmes génétiques (modèle de Snow-Lenzlinger), MOS à base 4H-SiC,  $t_{ox} = 97$  nm,  $m_{ox} = 0.42me$ ,  $s = 2.5 \times 10^{-8}m^2$ ,  $m_{SiC} = 0.76me$ .

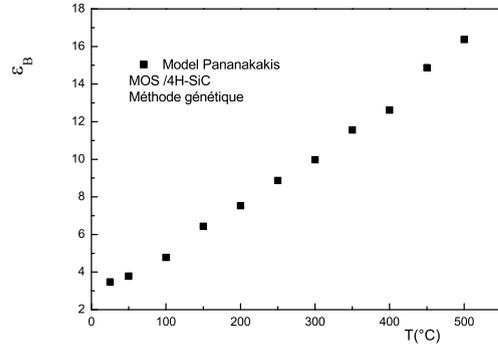


FIGURE 3.32: L'incertitude relative de  $B_{FN}$  en fonction de la température en utilisant la méthode des algorithmes génétiques (modèle de Pananakakis et al.), MOS à base 4H-SiC,  $t_{ox} = 97$  nm,  $m_{ox} = 0.42me$ ,  $s = 2.5 \times 10^{-8}m^2$ ,  $m_{SiC} = 0.76me$ .

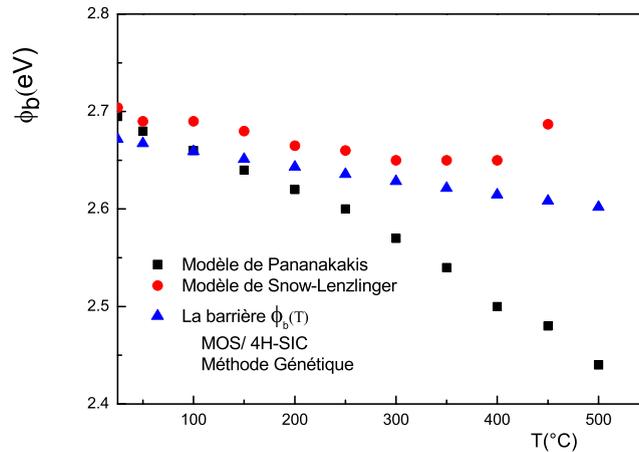


FIGURE 3.33: Barrière de potentiel en fonction de la température extraite en utilisant la méthode des algorithmes génétiques, MOS à base 4H-SiC,  $t_{ox} = 97$  nm,  $m_{ox} = 0.42me$ ,  $s = 2.5 \times 10^{-8}m^2$ ,  $m_{SiC} = 0.76me$ ,  $\phi_b(T) = \chi(T) - E_F(T)$ .

### 3.3.6.10 Effet du nombre de générations

Lorsque le nombre de générations est grand la fonction objectif est minimale comme le montre la figure (3.34).

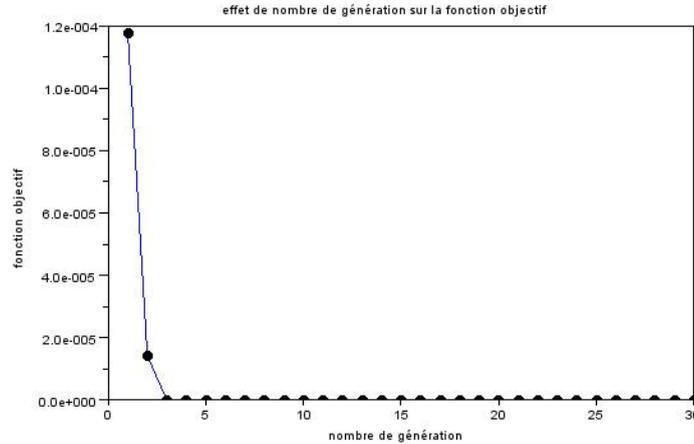


FIGURE 3.34: Effet de nombre de générations (itération) sur la fonction objectif.

### 3.3.6.11 Effet de la taille initiale de la population

Nous varions la taille initiale de la population, le tableau (3.4) montre clairement son influence sur l'incertitude relative des paramètres  $B_{FN}$  et  $A_{FN}$  :

PopSize	$\varepsilon_{B_{FN}}(\%)$	$\varepsilon_{A_{FN}}(\%)$
10	5.26	30
100	0.87	21.13
1000	0.55	13.73

TABLE 3.4: Effet de la taille initiale de population sur les incertitudes relatives  $\varepsilon_{A_{FN}}$  et  $\varepsilon_{B_{FN}}$  en utilisant la méthode des algorithmes génétiques.

### 3.3.6.12 Effet du bruit

Nous ajoutons un certain bruit à la formule expérimentale du courant Fowler-Nordheim, pour voir son influence sur les résultats obtenus par cette méthode, la formule expérimentale sera :

$$Ie(FN) * (1 + Br * 2 * (rand - 1/2)) \quad (3.25)$$

**Br** est le pourcentage de bruit, **rand** est une fonction qui génère des valeurs aléatoires entre 0 et 1.

La figure (3.35) présente le bruit, **Br**  $\in$  [1 – 50] %.

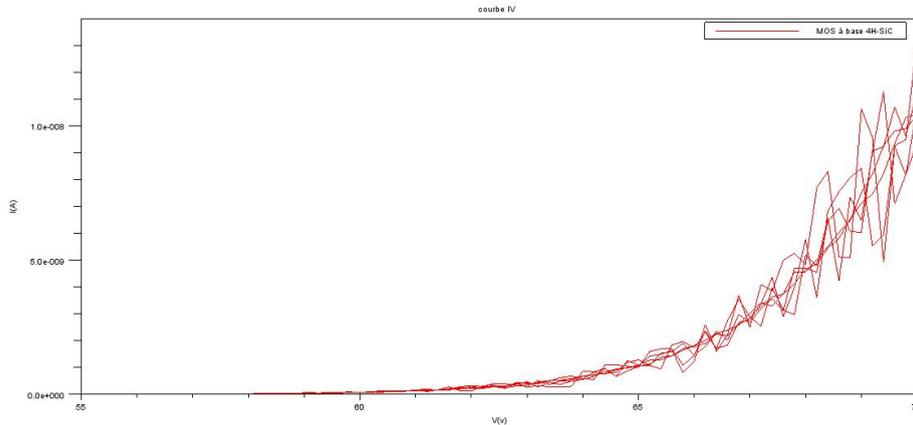


FIGURE 3.35: Effet du bruit sur les caractéristiques I(V).

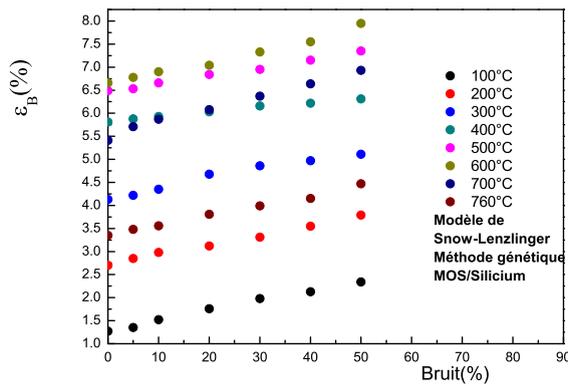


FIGURE 3.36: Effet du bruit sur l'incertitude relative  $\varepsilon_{B_{FN}}$  à plusieurs températures pour une capacité MOS à base Si par la méthode des algorithmes génétiques en utilisant le modèle de Snow-Lenzlinger.

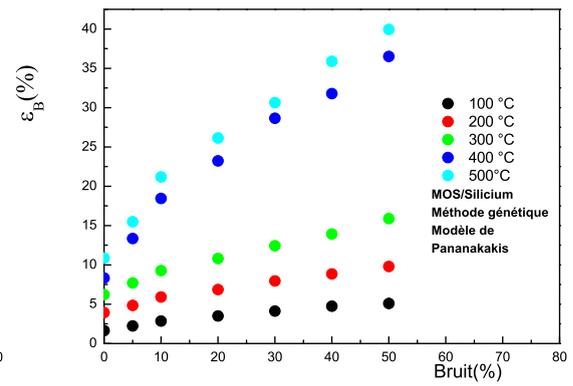


FIGURE 3.37: Effet du bruit sur l'incertitude relative  $\varepsilon_{B_{FN}}$  à plusieurs températures pour une capacité MOS à base Si par la méthode des algorithmes génétiques en utilisant le modèle de Pananakakis et al.

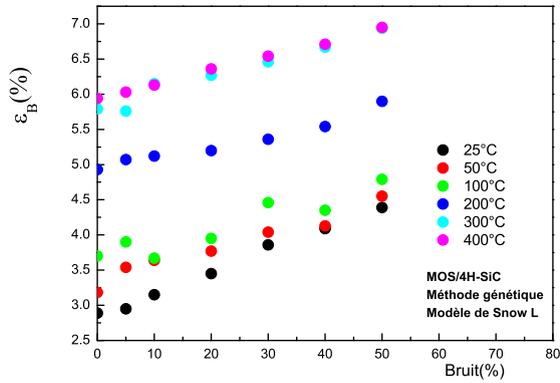


FIGURE 3.38: Effet du bruit sur l'incertitude relative  $\varepsilon_{BFN}$  à plusieurs températures pour une capacité MOS à base 4H-SiC par la méthode des algorithmes génétiques en utilisant le modèle de Snow-Lenzlinger.

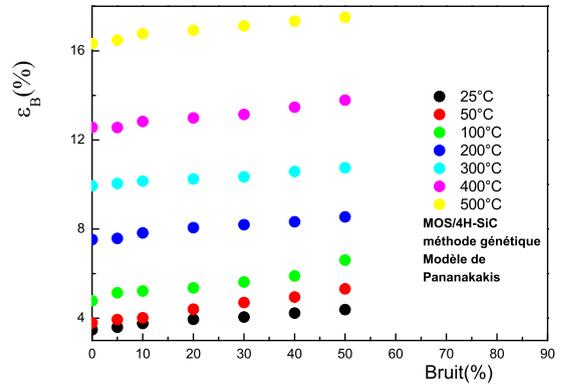


FIGURE 3.39: Effet du bruit sur l'incertitude relative  $\varepsilon_{BFN}$  à plusieurs températures pour une capacité MOS à base 4H-SiC par la méthode des algorithmes génétiques en utilisant le modèle de Pananakakis et al.

Le modèle de Snow-Lenzlinger s'avère adapté pour l'extraction des paramètres, car il donne une petite incertitude relative, mais malheureusement il est limité à une certaine température, c'est son principal inconvénient.

La méthode du recuit simulé n'a donné aucune différence entre les modèles dans l'extraction des paramètres. Nous nous concentrons sur la méthode des algorithmes génétiques mais il reste à confirmer nos résultats par d'autres méthodes d'optimisation.

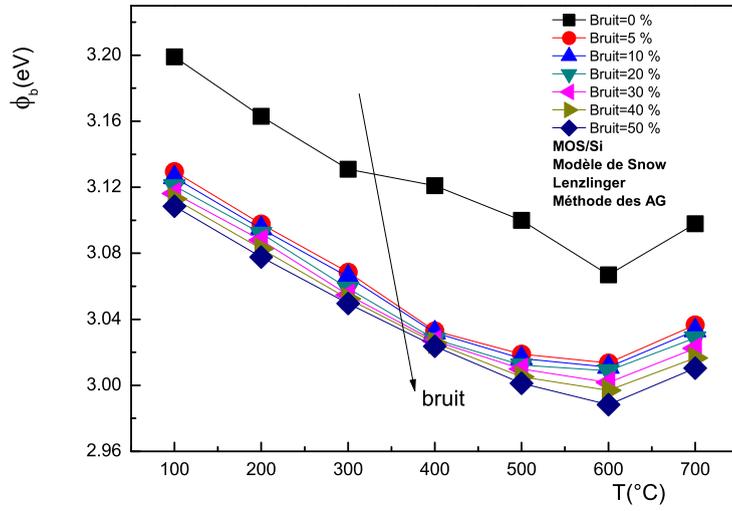


FIGURE 3.40: Barrière de potentiel extraite en fonction de la température et le bruit par le modèle Snow-Lenzlinger en utilisant la méthode des algorithmes génétiques, MOS à base silicium,  $t_{ox} = 9.6$  nm,  $m_{ox} = 0.42me$ ,  $s = 2.5 \times 10^{-8}m^2$ ,  $m_{si} = me$ .

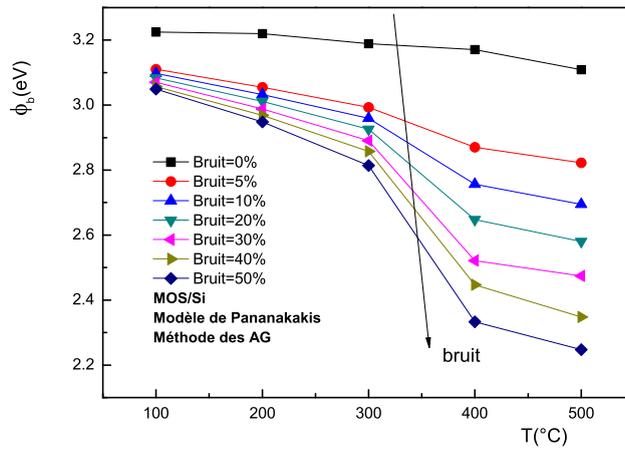


FIGURE 3.41: Barrière de potentiel extraite en fonction de la température et le bruit par le modèle Pananakakis en utilisant la méthode des algorithmes génétiques, MOS à base silicium,  $t_{ox} = 9.6$  nm,  $m_{ox} = 0.42me$ ,  $s = 2.5 \times 10^{-8}m^2$ ,  $m_{si} = me$ .

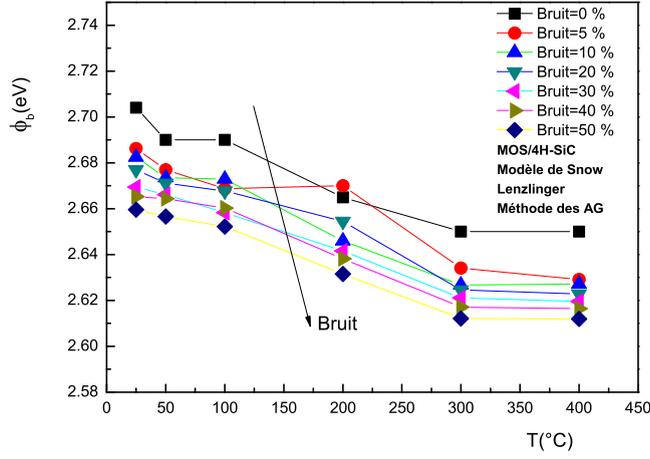


FIGURE 3.42: Barrière de potentiel extraite en fonction de la température et le bruit par le modèle de Snow-lenzlinger en utilisant la méthode des algorithmes génétiques, MOS à base 4H-SiC,  $t_{ox} = 97$  nm,  $m_{ox} = 0.42me$ ,  $s = 2.5 \times 10^{-8}m^2$ ,  $m_{si} = 0.76me$ .

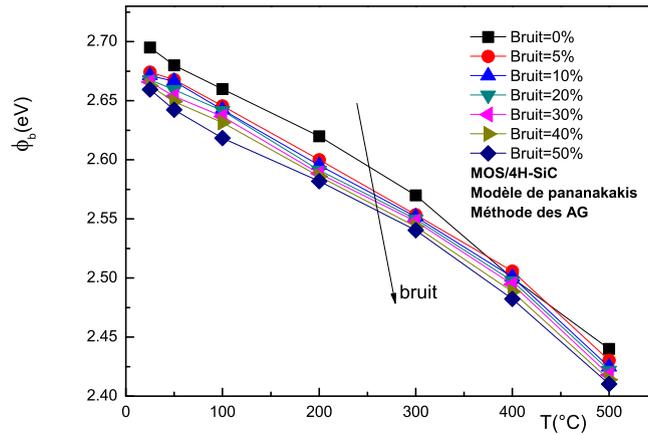


FIGURE 3.43: Barrière de potentiel extraite en fonction de la température et le bruit par le modèle Pananakakis en utilisant la méthode des algorithmes génétiques, MOS à base 4H-SiC,  $t_{ox} = 97$  nm,  $m_{ox} = 0.42me$ ,  $s = 2.5 \times 10^{-8}m^2$ ,  $m_{si} = 0.76me$ .

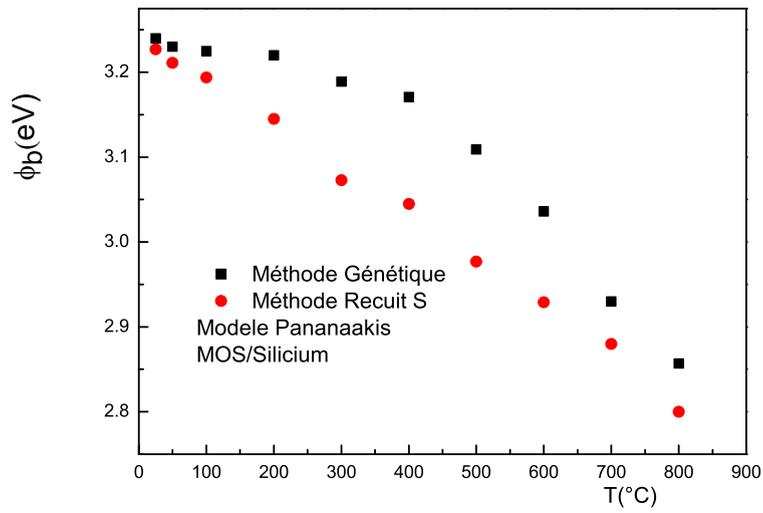


FIGURE 3.44: Comparaison entre deux méthodes pour l'extraction d'une barrière de potentiel d'une capacité MOS à base Si en utilisant le modèle de Pananakakis et al.

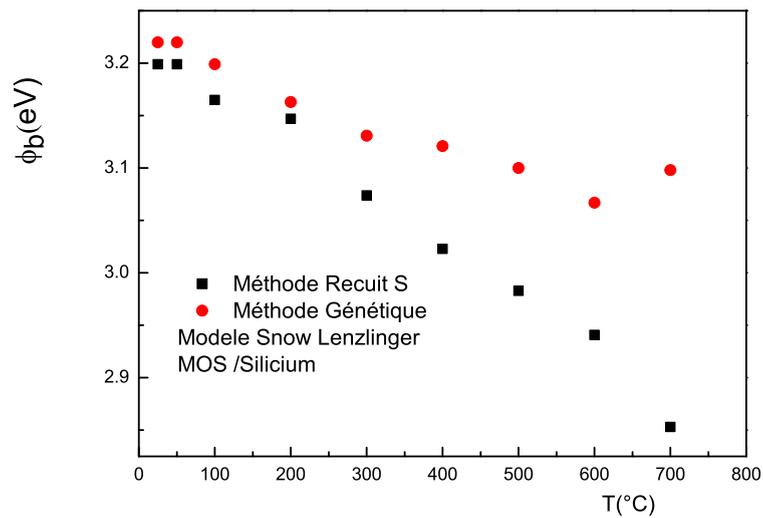


FIGURE 3.45: Comparaison entre deux méthodes pour l'extraction d'une barrière de potentiel d'une capacité MOS à base Si en utilisant le modèle de Snow-Lenzlinger.

### 3.4 Étude expérimentale

L'étude expérimentale des courants de fuites dans les capacités MOS préparées (voir le paragraphe 2.3 du deuxième chapitre) en variant la température de 25 jusqu'à 250 ° C, révèle clairement le fort impact de la température sur ce phénomène, comme le montre les figures (3.47) et (3.49), donc le coefficient pré-exponentiel et le coefficient exponentiel de la formule simple du courant FN peut encore être déterminé en fonction de la température [55].

Beaucoup de recherches ont été consacrées à l'émission FN dans les structures MOS [27, 34, 53]. . .

Z.H. liu et al. considèrent que l'émission Fowler-Nordheim joue un rôle dominant à basse température et à un champ électrique élevé [70].

L'excellente fiabilité des dispositifs MOS/4H-SiC pendant le fonctionnement à haute température est démontrée pour un oxyde de grille nitruré [27].

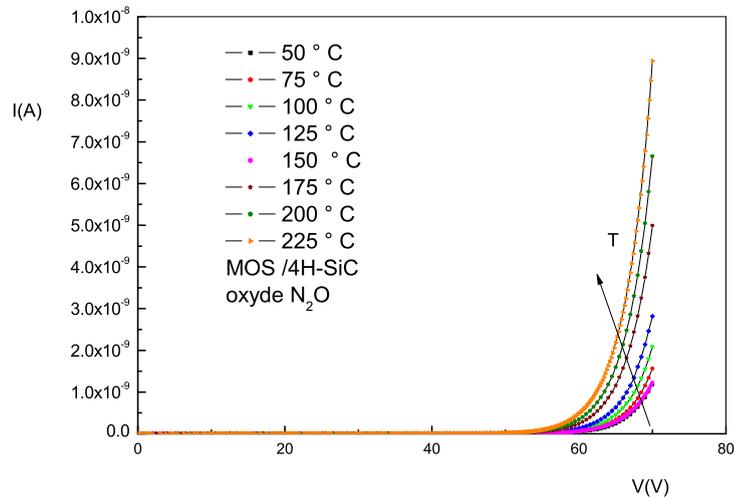


FIGURE 3.46: Caractéristique  $I(V)$  expérimentale à différentes températures d'une capacité MOS à base 4H-SiC avec un oxyde formé en  $N_2O$  avec  $t_{ox} = 97nm$ ,  $s = 2.5 \times 10^{-4}cm^2$ .

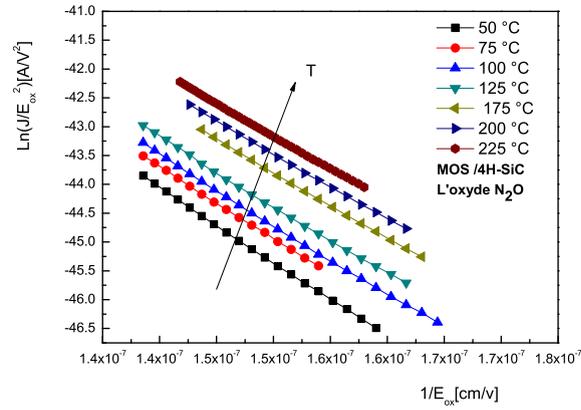


FIGURE 3.47: Plan FN expérimentale à différentes températures d'une capacité MOS à base 4H-SiC avec l'oxyde formé en  $N_2O$  .

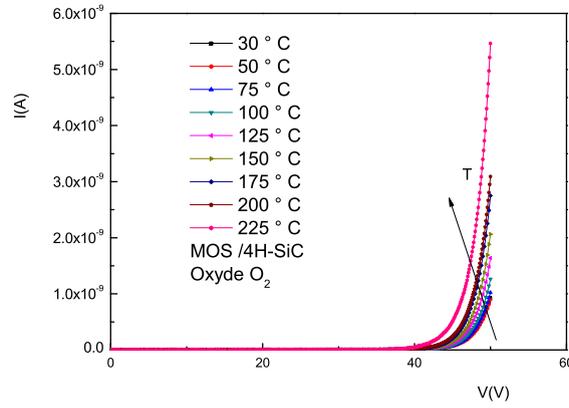


FIGURE 3.48: Caractéristique  $I(V)$  expérimentale à différentes températures d'une capacité MOS à base 4H-SiC avec un oxyde formé en  $O_2$  avec  $t_{ox} = 62nm$ ,  $s = 2.5 \times 10^{-4} cm^2$ .

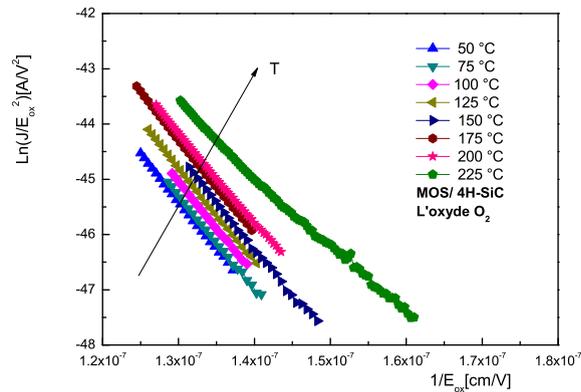


FIGURE 3.49: Plan FN expérimentale à différentes températures d'une capacité MOS à base 4H-SiC avec un oxyde formé en  $O_2$ .

### 3.4.1 Extraction des paramètres des structures réelles

Nous avons basé sur la méthode des algorithmes génétiques par ce que elle donne une certaine différence entre les deux modèles dans l'extraction des paramètres, voir les figures (3.50),(3.51).

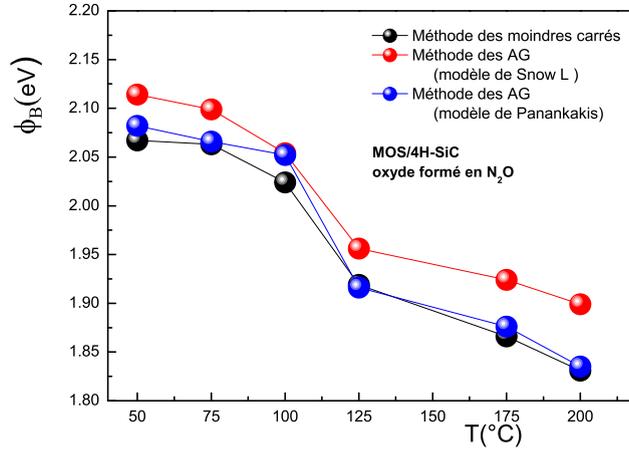


FIGURE 3.50: La barrière de potentiel des capacités MOS/4H-SiC à différentes températures (oxyde formé en  $N_2O$ ) avec  $m_{ox} = 0.42m_e$  extraite en utilisant la méthode des AG par plusieurs modèles.

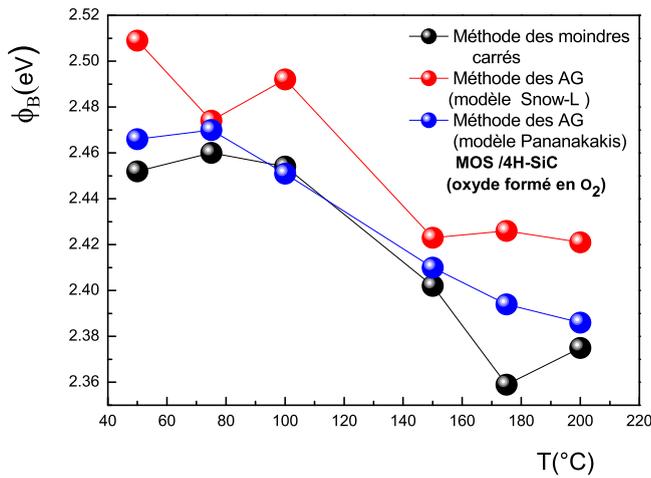


FIGURE 3.51: La barrière de potentiel des capacités MOS/4H-SiC à différentes températures (oxyde formé en  $O_2$ ) avec  $m_{ox} = 0.42m_e$  extraite en utilisant la méthode des AG par plusieurs modèles.

## 3.5 Conclusion

L'expérience et la simulation montrent clairement la forte dépendance en température de l'émission Fowler-Nordheim.

Le modèle proposé par Pananakakis et al. est le plus proche au modèle de Good et Müller et dépend de la dérivé du coefficient de transmission, par contre le modèle de Snow-Lenzlinger est valable et efficace mais il est limité à une certaine température.

La méthode du recuit simulé (RS) et la méthode des algorithmes génétiques (AG) sont efficaces pour l'optimisation et trouvent le minimum global qui correspond au paramètre désiré, mais la méthode (AG) est puissante car la méthode (RS) ne donne aucune différence entre le modèle de Snow-Lenzlinger et cel de Pananakakis dans l'extraction, par contre la méthode des AG explore efficacement l'éventail des possibilités pour trouver la solution globale.

L'élément essentiel dans ces méthodes est l'espace de recherche. L'espace de recherche dans la méthode (RS) est  $[-20\%A_{FN}^{opt} + 20\%A_{FN}^{opt}] [-40\%B_{FN}^{opt} + 40\%B_{FN}^{opt}]$  pour cela  $\varepsilon_{B_{FN}} = 0.81 \%$  et  $\varepsilon_{A_{FN}} = 20 \%$  pour une capacité MOS/Si. Le nombre d'itérations internes dans la méthode (RS) influe sur  $\varepsilon_{B_{FN}}$ , la meilleure valeur est  $It - intern = 100$ . Lorsque la température augmente de 25 à 800 ° C,  $\varepsilon_{B_{FN}}$  augmente de 0.89 jusqu'à 18.85 % en utilisant le modèle de Pananakakis pour une capacité MOS/Si.

L'incertitude relative  $\varepsilon_{B_{FN}}$  est petite en comparant avec  $\varepsilon_{A_{FN}}$ , pour cela nous proposons de faire l'extraction de la barrière de potentiel à partir de  $B_{FN}$  comme dans la littérature. Dans l'extraction de la barrière de potentiel par le modèle de Snow-Lenzlinger et celui de Pananakakis, la méthode (RS) ne présente aucune différence.

L'espace de recherche dans la méthode (AG) est  $[-30\%A_{FN}^{opt} + 30\%A_{FN}^{opt}] [-40\%B_{FN}^{opt} + 40\%B_{FN}^{opt}]$  pour cela  $\varepsilon_{B_{FN}} = 0.55 \%$  et  $\varepsilon_{A_{FN}} =$

13.73 % , pour une capacité MOS/Si. La taille initiale de population dans la méthode (AG) influe sur  $\varepsilon_{AFN}$  et  $\varepsilon_{BFN}$ , la meilleur valeur est  $PopSize = 1000$ .

Lorsque la température augmente de 0 à 800 ° C ,  $\varepsilon_{BFN}$  augmente de 0.56 jusqu'à presque 18.75 % en utilisant le modèle de Pananakakis et augmente de 1.21 jusqu'à presque 6.56 % en utilisant le modèle de Snow-Lenzlinger pour une capacité MOS/Si. Lorsque la température augmente de 0 à 500 ° C ,  $\varepsilon_{BFN}$  augmente de 3.46 jusqu'à presque 16.36 % en utilisant le modèle de Pananakakis et augmente de 2.79 jusqu'à presque 6 % pour le modèle de Snow-Lenzlinger pour une capacité MOS/SiC.

La barrière de potentiel diminue légèrement en fonction de la température en utilisant le modèle de Snow-Lenzlinger dans l'extraction, puis nous aurons une divergence.

Lorsque le Bruit varie de 0 à 50 % en même temps avec la température,  $\varepsilon_{BFN}$  augmente jusqu'à 7.87 % en utilisant le modèle de Snow-Lenzlinger dans l'intervalle 100-760 ° C pour une capacité MOS/Si. Lorsqu'il varie de 0 à 50 % en même temps avec la température,  $\varepsilon_{BFN}$  augmente jusqu'à 40 % en utilisant le modèle de Pananakakis dans l'intervalle 100-760 ° C pour une capacité MOS/Si. Lorsqu'il varie de 0 à 50 % en même temps avec la température,  $\varepsilon_{BFN}$  augmente jusqu'à 6.97 % en utilisant le modèle de Snow-Lenzlinger dans l'intervalle 25-500 ° C pour une capacité MOS/SiC. Lorsqu'il varie de 0 à 50 % en même temps avec la température,  $\varepsilon_{BFN}$  augmente jusqu'à 17.55 % en utilisant le modèle de Pananakakis dans l'intervalle 25-500 ° C pour une capacité MOS/SiC.

# Conclusion générale et perspectives

Les caractéristiques de conduction de courant dans l'oxyde formé en  $O_2$  et l'oxydes formés en  $N_2O$  sur 4H-SiC ont été étudiées et décrites. L'analyse des caractéristiques courant-tension des capacités MOS à température ambiante montre que différents mécanismes de conduction de courant de fuite dans l'oxyde sont dominants dans différentes gammes du champ électrique à travers l'oxyde.

A partir des plans FN, la hauteur de la barrière dans l'oxyde formé en  $N_2O$  est 2.74 eV, une valeur supérieure à celle extraite à partir des oxydes formés en  $O_2$  qui est 2.54 eV, ce qui indique l'effet de la nitruration. Le niveau d'énergie de piège extrait en utilisant le modèle d'émission TAT, est d'environ 0.3 eV. L'émission PF ne joue pas un rôle prépondérant à température ambiante dans notre étude.

L'expérience et la simulation montrent clairement la forte dépendance en température de l'émission Fowler Nordheim. Le modèle proposé par Pananakakis et al. est le plus proche au modèle global de Good et Müller, il dépend de la dérivé du coefficient de transmission, malgré cet avantage il donne des incertitudes considérables dans l'extraction des paramètres, par contre le modèle de Snow-Lenzlinger est valable et efficace car il donne des petites incertitudes relatives mais il est limité à une certaine température.

Les méthodes (RS) et celle des algorithmes génétiques sont efficaces pour l'optimisation et trouvent le minimum global qui correspond au paramètre désiré, mais la méthode (AG) est puissante car la méthode (RS) ne donne aucune

différence entre les modèles dans l'extraction des paramètres, par contre la méthode des (AG) donne efficacement l'éventail des possibilités pour trouver la solution désirée, c'est son principal avantage.

L'élément essentiel dans ces méthodes est la minimisation de l'intervalle de recherche. L'incertitude relative  $\varepsilon_B^{FN}$  est petite en comparant avec celle  $\varepsilon_A^{FN}$ , pour cela nous proposons de faire l'extraction de la barrière de potentiel à partir de  $B_{FN}$  comme dans la littérature.

Il reste de confirmer ces résultats par d'autres méthodes d'optimisation et faire l'extraction de plus de deux paramètres pour des phénomènes de transport dans des structures réelles à températures élevées.

# Annexe A

D'après Pananakakis et al. [54]

$$\frac{\partial^2 J}{\partial(k_B T)^2} = \frac{4\pi qm}{h^3} \int_0^\infty T(E) \left( \frac{E-E_F}{k_B T} \right)^2 \left( \frac{-\partial f(E)}{\partial E} \right) dE$$

$$\text{Avec : } f(E) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_F}{k_B T}}}$$

Si on pose :  $x = \frac{E-E_F}{k_B T}$  donc on aura :  $\partial E = (k_B T) \partial x$

$$\left( \frac{\partial f}{\partial x} \right) = -\beta f(1-f) = -\frac{e^x}{(e^x + 1)^2}$$

Avec :  $\beta = 1/k_B T$

$\frac{\partial f(E)}{\partial E}$  sera nulle pour  $|E - E_F| >$  à quelques  $(k_B T)$

Seulement les valeurs de  $T(E)$  avec  $E = E_F$  contribuent dans l'intégrale :

$$T(E) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(E-E_F)^n}{n!} \left( \frac{d^n T}{dE^n} \right)_{E=E_F}$$

Car  $\frac{\partial f(E)}{\partial E}$  est une fonction paire et dépend de  $(E - E_F)$ , tous les termes avec  $n$  impaires dans la somme seront annulés, donc :

$$\frac{\partial^2 J}{\partial(k_B T)^2} =$$

$$\frac{4\pi qm}{h^3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(k_B T)^{(2n-2)}}{(2n-2)!} \left( \frac{d^{(2n-2)} T}{dE^{(2n-2)}} \right)_{E=E_F} \times \int_0^\infty x^{2n} \frac{e^x}{(e^x + 1)^2} dx$$

Comme :  $(2n)! = 2n \times (2n-1) \times (2n-2)!$

$$\frac{\partial^2 J}{\partial(k_B T)^2} =$$

$$\begin{aligned}
& \frac{4\pi qm}{h^3} \sum_{n=1}^{\infty} 2n \times (2n-1) \times (k_B T)^{(2n-2)} \left( \frac{d^{(2n-2)}T}{dE^{(2n-2)}} \right)_{E=E_F} \times \int_0^{\infty} \frac{1}{(2n)!} x^{2n} \frac{e^x}{(e^x+1)^2} dx \\
& \frac{1}{(2n)!} \int_{-\infty}^{\infty} dx x^{2n} \frac{e^x}{(e^x+1)^2} \\
& = \frac{2}{(2n)!} \int_0^{\infty} dx x^{2n} \frac{e^{-x}}{(1+e^{-x})^2} \\
& = \frac{2}{(2n)!} \int_0^{\infty} dx x^{2n} e^{-x} \sum_{m=0}^{\infty} (-)^m (m+1) e^{-mx} \\
& = \frac{2}{(2n)!} \sum_{m=0}^{\infty} (-)^m (m+1) \int_0^{\infty} dx x^{2n} e^{-(m+1)x} \\
& = \frac{2}{(2n)!} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-)^m}{(m+1)^{2n}} \int_0^{\infty} dy y^{2n} e^{-y} \\
& = 2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-)^m}{(m+1)^{2n}} = 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-)^{m-1}}{m^{2n}} \\
& = 2 \left[ -2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{(2m)^{2n}} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^{2n}} \right] \\
& = 2 \left( -\frac{1}{2^{2n-1}} + 1 \right) \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^{2n}} \\
& = \left( -\frac{1}{2^{2(n-1)}} + 2 \right) \zeta(2n) \\
& = C_{2n}
\end{aligned}$$

$$C_{2n} = 2(1 - 2^{1-2n})\zeta(2n)$$

$\zeta(2n) = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m^{2n}}$ , c'est la fonction de Riemann.

Donc :  $\frac{\partial^2 J}{\partial (k_B T)^2} =$

$$\frac{4\pi qm}{h^3} \sum_{n=1}^{\infty} 2n \times (2n-1) \times (k_B T)^{(2n-2)} \left( \frac{d^{(2n-2)}T}{dE^{(2n-2)}} \right)_{E=E_F} \times C_{2n}$$

On intègre deux fois par rapport à  $(k_B T)$  :

$$J_{FN}(E_{ox}, T) = J_{FN}^0 + \frac{4\pi qm_{sc}}{h^3} \sum_{n=1}^{\infty} C_{2n} T^{2n-2}(E_{ox})(k_B T)^{2n}$$

# Bibliographie

- [1] H. Mathieu. Physique des semiconducteurs et composants électroniques, Dunod, Paris. 2001.
- [2] H. Bentarzi. Transport in metal-oxide-semiconductor structures mobile ions effects on the oxide properties, springer heidelberg dordrecht london new york, springer-verlag berlin heidelberg. 2011.
- [3] S. M. Sze and Kwok K.Ng. Physics of semiconductor Devices, John Wiley, Sons, Hoboken, New Jersey, third edition. 2007.
- [4] R.Perera, A. Ikeda, R. Hatoori, and Y. Kuroki. Trap assisted leakage current conduction in thin silicon oxynitride films grown by rapid thermal oxidation combined microwave excited plasma nitridation. *Microelectron Eng.*, 65 :357–370, 2003.
- [5] X.R. Cheng, K.P. Cheung, and B.Y. Liu. Nitridation enhanced conductivity behavior and current transport mechanism in thin thermally nitrated  $SiO_2$ . *J. Appl. Phys.*, 63 :797–802, 1988.
- [6] H. M. Kwon, W. H. Choi, I. S. Han, M. K. Na, S. U. Park, J. D. Bok, C. Y. Kang, B. H. Lee, R. Jammy, and H. D. Lee. Carrier transport mechanism in La-incorporated high-k dielectric/metal gate stack MOSFETs. *Microelectronic Engineering*, 88 :3399–3403, 2011.
- [7] S. Fleischer, PT. Lai, and YC. Cheng. Simplified closed-form trap-assisted tunneling model applied to nitrated oxide dielectric capacitors. *J. Appl. Phys.*, 72 :5711–5715, 1992.

- [8] S. Fleischer, PT. Lai, and YC. Cheng. A new method for extracting the trap energy in insulators. *J. Appl. Phys.*, 73 :3348–3351, 1993.
- [9] R. P. Rodriguez. Planar edge terminations and related manufacturing process technology for high power 4H – SiC diodes, thèse doctorat, univ. autonome.barcelona. 2005.
- [10] WF. Lim, KY. Cheong, and Z. Lockman. Physical and electrical characteristics of metal–organic decomposed  $CeO_2$  gate spin-coated on 4H-SiC. *Appl. Phys. A*, 103 :1067–1075, 2011.
- [11] KY. Cheong, J-H. Moon, H-J. Kim, W. Bahng, and N-K. Kim. Metal-oxide-semiconductor characteristics of thermally grown nitrated  $SiO_2$  thin film on 4H-SiC in various  $N_2O$  ambient. thin solid films. *Microelectron. Reliab.*, 518 :3255–3259, 2010.
- [12] RH. Good and W. Müller. Handbuch der physik, berlin : Springer. 21, 1956.
- [13] R.H Fowler and L. Nordheim. Electron in intense electric field. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 119 :173–181, May 1928.
- [14] LC. Yu, GT. Dunne, KS. Matocha, KP. Cheung, JS. Suehle, and K. Cheng. Reliability issues of SiC MOSFETs : a technology for high-temperature environments. *IEEE Trans. Dev. Mater. Rel.*, 10 :418–26, 2010.
- [15] M. Depas, B. Vermeire, P. W. Mertens, R.L. Van Meirhaeghe, and M. M. Heyns. Detremination of tunneling paramètrs in ultra-thin oxide layer  $poly-Si/SiO_2/Si$  structures. *Solide State Electronics*, 38 :1465–1471, 1995.
- [16] J. Maserjian and N. Zamani. Behavior of the  $Si/SiO_2$  interface observed by fowler-nordheim tunneling. *J. Appl. Phys.*, 53 :559–567, 1982.
- [17] Z. Ouennoughi, C. strenger, F. Bourouba, V. Haeublein, H. Ryssel, and L. Frey. Conduction mechanisms in thermal nitride and dry gate oxides grown on 4H-SiC. *Microelectroncs Reliability*, 94 :252906–1, 2013.

- [18] M. choueib. Etude des propriétés physiques de nanofils individuels de silicium par émission de champ, thèse Doctorat, Université Claud Bernard-Lyon-1, ufr de Physique. 2009.
- [19] T.P Chow et al. SiC and gan bipolar power devices. *Solid-State Electronics*, 44 :277–301, 2000.
- [20] A. Elford and P.A Mawby. The numerical modelling of silicon carbide high power semiconductor devices. *Solid-State Electronics*, 30 :527–534, 1999.
- [21] A. Ekoue. Caractérisations électriques et physicochimiques des oxydes sur carbure de silicium : Application à une technologie MOSFETs, thèse doctorat, univ. l’institut national des sciences appliquées de lyon(france). 2002.
- [22] B.E. Deal. Standardized terminology for oxide charge associated with thermally oxidized silicon. *IEEE Trans. Elect. Dev. ED 27*, pages 606–608, 1980.
- [23] P. Masson. Etude par pompage de charge et par mesures de bruit basse fréquence de transistors mos a oxynitrides de grille ultra-minces, Thèse Doctorat, l’institut national des sciences appliquees de lyon. 1999.
- [24] F.C. Chiu, H.W. Chou, and JY.M. Lee. Electrical conduction mechanisms of metal/  $La_2O_3/Si$  structure. *J. Appl. Phys.*, 97 :103503–1, 2005.
- [25] KB. Jinesh, Y. Lamy, E. Tois, and WFA. Besling. Charge conduction mechanisms of atomic-layer-deposited  $Er_2O_3$  thin films. *Appl. Phys. Lett.*, 94 :252906–1, 2009.
- [26] KY. Cheong, W. Bahng, and N-K. Kim. Analysis of charge conduction mechanisms in nitrated  $SiO_2$  film on 4H-SiC. *Microelectronics Reliability*, 372 :529–532, 2008.
- [27] M. Le-Huu, H. Scmitt, S. Noll, M. Grieb, FF. Shrey, and AJ. Bauer. Investigation of the reliability of 4H-SiC MOS devices for high temperature applications. *Microelectronics Reliability*, 51 :1346–1350, 2011.

- [28] P. Deak, JM. Knaup, T. Hornos, C. Thill, A. Gali, and T. Frauenheim. the mechanism of defect creation and passivation at the  $SiC/SiO_2$  interface. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 40 :6242–6253, 2007.
- [29] M. Lenzlinger and E. H. Snow. Fowler–Nordheim tunneling into thermally grown  $SiO_2$  . *J. Appl. Phys.*, 40 :278–283, 1969.
- [30] E. Miranda and F. Palumbo. Analytic expression for the Fowler–Nordheim  $I - V$  characteristic including the series resistance effect. *Solid-State Electron.*, 61 :93–95, 2011.
- [31] EI. Oborina, HN. Benjamin, and AM. Hoff. Fowler–Nordheim analysis of oxides on 4H-SiC substrates using noncontact metrology. *J. Appl. Phys.*, 106 :083701–6, 2009.
- [32] RK. Chanana. Determination of hole effective mass in  $SiO_2$  and SiC conduction band offset using Fowler–Nordheim tunneling characteristics across metal–oxide semiconductor structures after applying oxide field corrections. *J. Appl. Phys.*, 109 :104508–6, 2011.
- [33] P. Friedrichs, EP. Burte, and R.Schorner. Dielectric strength of thermal oxides on gh- SiC and 4H-SiC. *J. Appl. Phys.*, 65 :1665–7, 1994.
- [34] AK. Agarwal, S. Seshadri, and LB. Rowland. Temperature dependence of Fowler–Nordheim current in 6H- and 4H-SiC MOS capacitors. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, 18 :592–4, 1997.
- [35] H-F. Li, S. Dimitrijević, D. Sweatman, and H. Barry Harrison. Analysis of Fowler–Nordheim injection in NO nitrided gate oxide grown on n-type 4H-SiC. *Microelectronc Reliab.*, 40 :283–6, 2000.
- [36] RK. Chanana, K. McDonald, M.Di. Ventra, ST.Pantelides, LC. Feldman, and GY. Chung. Fowler–Nordheim hole tunneling in p-SiC/ $SiO_2$  structures. *Appl. Phys. Lett.*, 77 :2560–2, 2000.

- [37] R. Waters and B-V. Zeghbroeck. Temperature-dependent tunneling through thermally grown  $SiO_2$  on n-type 4H-SiC and 6H-SiC. *Appl. Phys. Lett.*, 76 :1039–1041, 2000.
- [38] KY. Cheong, W. Bahng, and N-K. Kim. Current conduction mechanisms in post-nitridation rapid-thermal-annealed gate oxides on 4H-SiC silicon carbide. *Appl. Phys. Lett.*, 87 :212101–212103, 2005.
- [39] C. Strenger, AJ. Bauer, and H. Ryssel. Effect of increased hole trap density due to nitrogen incorporation at the  $SiO_2$  on F–N current degradation. *Mater. Sci. Forum*, 679–680 :382–385, 2011.
- [40] S. Dimitrijević, HB. Harrison, p. Tanner, KY. Cheong, and J. Han. Properties of nitrated oxides on SiC. in : Choyke hmwj, pensl g, editors. recent major advances in SiC. *Appl. Phys. Lett.*, pages 373–385, 2004.
- [41] P. Jamet and S. Dimitrijević. Physical properties of  $N_2O$  and NO-nitrated gate oxides grown on 4H-SiC. *Appl. Phys. Lett.*, 79 :323–325, 2001.
- [42] GY. Chung, JR. Williams, K. McDonald, M.Di. Ventra, and ST. Pantelides. Effect of nitric oxide annealing on the interface trap densities near the band edges in the 4H-SiC polytype of silicon carbide. *Appl. Phys. Lett.*, 76 :1713–1715, 2000.
- [43] KC. Chang, NT. Nuhfer, LM. Porter, and Q. Wahab. High-carbon concentrations at the silicon dioxide–silicon carbide interface identified by electron energy loss spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 77 :2186–8, 2000.
- [44] Y. Chung, CC. Tin, JR. Williams, K. McDonald, RK. Chanana, and RA. Weller. Improved inversion channel mobility for 4H-SiC MOSFETs following high temperature anneals in nitric oxide. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, 22 :176–8, 2001.
- [45] P. Jamet, S. Dimitrijević, and P. Tanner. Effects of nitridation in gate oxides grown on 4H-SiC. *J. Appl. Phys.*, 90 :5058–63, 2001.

- [46] KC. Chang, LM. Porter, J. Bentley, C-Y. Lu, and JJ. Cooper. Electrical, structural, and chemical analysis of silicon carbide-based metal-oxide-semiconductor field-. *J. Appl. Phys.*, 95 :8252–7, 2004.
- [47] K. Fujihira, Y. Tarui, M. Imaizumi, K-I. Ohtsuka, T. Takami, and T. Shiramizu. Characteristics of 4H-SiC MOS interface annealed in  $N_2O$ . *Solid-State Electron.*, 49 :896–901, 2005.
- [48] I. Kurimoto, K. Shibata, C. Kimura, H. Aoki, and T. Sugino. Thermal oxidation temperature dependence of 4H-SiC MOS interface. *Appl. Surf. Sci.*, 253 :2416–20, 2006.
- [49] T. Zheleva, A. Lelis, G. Duscher, F. Liu, I. Levin, and M. Das. Transition layers at the  $SiO_2$  /SiC interface. *Appl. Phys. Lett.*, 93 :022108–1, 2008.
- [50] M. Noborio, J. Suda, S. Beljakowa, M. Krieger, and T. Kimoto. 4H-SiC misfits with nitrogen-containing insulators. *Phys. Status. Solidi. A*, 206 :2374–90, 2009.
- [51] R. Arora, J. Rozen, DM. Fleetwood, KF. Galloway, X. Zhang, and J. Han. Charge trapping properties of 3C- and 4H-SiC MOS capacitors with nitrated gate oxides. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 56 :3185–91, 2009.
- [52] I. Pintille, CM. Teodorescu, F. Moscatelli, R. Nipoti, A. Poggi, and S. Solmi. Analysis of electron traps at the 4H-SiC/ $SiO_2$  interface; influence by nitrogen implantation prior to wet oxidation. *J. Appl. Phys.*, 108 :024503–1, 2010.
- [53] EL. Murphy and RH. Good JR. Thermoionic emission, field emission, and the transition region. *physical review*, 102 :1464–72, 1956.
- [54] G. Pananakakis, G. Ghibaudo, R. Kies, and C. Papadas. Temperature dependence of the Fowler-Nordheim current in metal-oxidede generate semiconductor structures. *J. appl. Phys.*, 78 :2635–41, 1995.

- [55] G. Salace, A. Hadjadj, C. Petit, and M. Jourdain. Temperature dependence of the electron affinity difference between structures effect of the oxide thickness. *J. appl. Phys.*, 85(11) :7768–7773, june 1999.
- [56] A. Hadjadj, G. Salace, and C. Petit. Fowler Nordheim conduction in polysilicon oxide silicon structures limit of the classical treatment in barrier height determination. *J. Appl. Phys*, 89 :7994–8001, 2001.
- [57] M. O. Aboelfotoh. Schottky barrier behavior of a  $Ti - W$  alloy on Si(100). *J. Appl. Phys*, 61 :2558, 1987.
- [58] K. S. Kim and M. E. Lines. Temperature dependence of chromatic dispersion in dispersion-shifted fibers : Experiment and analysis. *J. Appl. Phys*, 73 :2069, 1993.
- [59] L. Goffe, G.D. Ferrier, and J. Rogger. Global optimization of statistical functions with simulated annealing. *Journal of Econometrics*, 60 :65–99, 1994.
- [60] S. Bouallagui. Techniques d’optimisation déterministe et stochastique pour la résolution de problèmes difficiles en cryptologie, Thèse Doctorat, institut national des sciences appliquees de rouen(France),2010.
- [61] M. Zeriab Es-sadek. Contribution a l’optimisation globale. approche déterministe et stochastique et application, Thèse Doctorat , École mohammadia d’ingénieurs (Maroc), 2009.
- [62] C.D. Gelatt, M.P. Vecchi, and S. Kirkpatrick. Optimization by simulated annealing. *Science*, pages 671–680, 1983.
- [63] V. Cerny. A thermodynamical approach to the travelling salesman problem : an efficient simulation algorithm. *Journal of Optimization Theory and Applications*, 1985.
- [64] X. Antoine and P. Dreyfuss et Y. Privat. Introduction à l’optimisation : aspects théoriques, numériques et algorithmes, institut national polytechnique de lorraine (inpl), ecole nationale supérieure d’électricité et de mécanique,

ecole nationale supérieure des mines de nancy, institut elie cartan nancy,  
institut galilée, (France),2006-2007.

- [65] M. Baudin, V. Couvert from the Scilab Consortium, and by Serge Steer from INRIA Paris Rocquencourt. Optimization in scilab. July 2010.
- [66] M. Baudin from the Scilab Consortium. Introduction to scilab. November 2010.
- [67] Ch. Gomez et Scilab Enterprises. Scilab pour l'enseignement des mathématiques, réalisé avec le soutien d'inria. 2013.
- [68] M. Katsuhisa, R. Mathias, Y. Vasil, E. Tobias, J. B. Anton, and F. Lothar. A highly sensitive evaluation method for the determination of different current conduction mechanisms through dielectric layers. *J. Appl. Phys.*, 110 :054104–6, 2011.
- [69] S. Soualmia. Semiconductor parameter extraction using ebic and cathodoluminescence, thesis Doctor of science, University of Batna (Algeria). 2011.
- [70] Z.H. Liu, G.I. Ng, S. Arulkumaran, Y.K.T. Maung, and H. Zhou. Temperature-dependent forward gate current transport in atomic-layer-deposited  $Al_2O_3/AlGaN/GaN$  metal-insulator-semiconductor high electron mobility transistor. *Applied Physics Letters*, 98 :163501–3, 2011.
- [71] J. Frenkel. On pre-breakdown phenomena in insulators and electronic semiconductors. *Phys. Rev.*, 54 :647–648, 1938.
- [72] R. Waters and B.V. Zeghbroeck. On field emission from a semiconducting substrate. *Applied Physics Letters*, 75(16) :2410–2412, October 1999.
- [73] T. W. Hickmotta. Temperature dependent Fowler Nordheim tunneling and a compensation effect in anodized  $Al - Al_2O_3 - Au$  diodes. *J. Appl. Phys.*, 97 :104505–13, 2005.
- [74] M. Roca, R. Laffont, G. Micolau, F. Lalande, and O. Pizzuto. A modelisation of the temperature dependence of the Fowler–Nordheim current in EEPROM memories. *Microelectronics Reliability*, 49 :1070–1073, 2009.

- [75] G. Aygun, G. Roeder, T. Erlbacher, M. Wolf, M. Schellenberger, and L. Pfitzner. Impact of temperature increments on tunneling barrier height and effective electron mass for plasma nitrided thin  $SiO_2$  layer on a large wafer area. *Applied Physics Letters*, 108 :073304–12, 2010.
- [76] R. Waters Bart and V. Zeghbroeck. Temperature-dependent tunneling through thermally grown  $SiO_2$  on n-type 4H-SiC and 6H-SiC. *Microelectronics Reliability*, 76(8) :1039–41, February 2000.
- [77] Z.H. Liu, G.I. Ng, S. Arulkumaran, Y.K.T. Maung, and H. Zhou. Temperature-dependent forward gate current transport in atomic-layer-deposited  $Al_2O_3/AlGaN/GaN$  metal-insulator-semiconductor high electron mobility transistor. *Applied Physics Letters*, 98 :163501–3, 2011.
- [78] E. Suzuki, D. K. Schroder, and Y. Hayashi. carrier conduction in ultrathin nitrided oxide films. *J. Appl. Phys*, 60 :3616–3621, 1986.
- [79] S. L. Chuang and K. Hess. Tunneling assisted current impact ionization for a superlattice. *J. Appl. Phys*, 61 :1510–1515, 1987.
- [80] S. Fleischer, Z. H. Liu, P. T. Lai, P. K. Ko, and Y. C. Cheng. Off-state leakage currents in n-channel metal-oxide-semiconductor field-effect transistors with 10 nm thermally nitrided and reoxidized nitrided oxides as the gate dielectric. *Appl. Phys. Lett.*, 59 :3006–3008, 1991.
- [81] K. F. Schuegraf and C. Hu. Metal-oxide-semiconductor field-effect-transistor substrate current during Fowler-Nordheim tunneling stress and silicon dioxide reliability klaus. *J. Appl. Phys.*, 76 :3695–3700, 1994.
- [82] M. P. Houg, Y.H Wang, and W. J. Chang. Current transport mechanism in trapped oxides : A generalizd tarp-assisted tunneling model. *J. Appl. Phys.*, 86 :1488–1491, 1999.
- [83] W. J. Chang, M. P. Houg, and Y. H. Wang. Characterization on the current–voltage curves of ultrathin silicon dioxides incorporated with fluorine and/or nitrogen. *Semicond. Sci. Technol.*, 16 :961–965, 2001.

- [84] W. J. Chang, M. P. Houg, and Y. H. Wang. Simulation of stress-induced leakage current in silicon dioxides : A modified trap-assisted tunneling model considering gaussian-distributed traps and electron energy loss. *J. Appl. Phys*, 89 :6285–6293, 2001.
- [85] M. Houssa, A. Stesmans, and M. M. Heyns. Model for the trap-assisted tunnelling current through very thin  $SiO_2/ZrO_2$  gate dielectric stacks. *J. Appl. Phys*, 16 :427–432, 2001.
- [86] A. Gushterov and S. Simeonov. Trap-assisted tunnelling in ion-implanted  $n - Si/SiO_2$  structures. *Vacuum*, 76 :315–318, 2004.
- [87] B.L. Yang, P.T. Lai, and H. Wong. Conduction mechanisms in MOS gate dielectric films. *Microelectronics Reliability*, 44 :709–718, 2004.
- [88] A. Gushterov and S. Simeonov. Extraction of trap-assisted tunneling parameters by graphical method in thin  $n - Si/SiO_2$  structures. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, 7 :1389–1993, 2005.
- [89] D. M. Sathaiya and Sh. Karmalkar. Thermionic trap-assisted tunneling model and its application to leakage current in nitrided oxides and AlGaIn/GaN high electron mobility transistors. *Journal of Appl. Phys.*, 99 :093701–6, 2006.
- [90] A. Cuadras, B. Garrido, J.R. Morante, and L. Fonseca. Leakage currents and dielectric breakdown of  $Si_{1-x-y}Ge_xC_y$  thermal oxides. *Microelectronics Reliability*, 48 :1635–1640, 2008.
- [91] D. Manger, B. Kaczer, N. Menou, S. Clima, D.J., V.V. Afanas'ev, and J.A. Kittl. Comprehensive investigation of trap-assisted conduction in ultra-thin  $srtio_3$  layers. *Microelectronic Engineering*, 86 :1815–1817, 2009.
- [92] K. Y. Cheong, J. Moon, H. J. Kim, W. Bahng, and N. K. Kim. Metal-oxide–semiconductor characteristics of thermally grown nitrided  $SiO_2$  thin film on 4H-SiC in various  $N_2O$  ambient. *Thin Solid Films*, 518 :3255–3259, 2010.

- [93] H. M. Kwon, W. H. Choi, I. S. Han, M. K. Na, S. U. Park, J. D. Bok, C. Y. Kang, B. H. Lee, R. Jammy, and H. D. Lee. Carrier transport mechanism in La-incorporated high-k dielectric/metal gate stack MOSFETs. *Microelectronic Engineering*, pages 1–5, 2010.
- [94] Yu.N. Novikov, A.V. Vishnyakov, V.A. Gritsenko, K.A. Nasyrov, and H. Wong. Modeling the charge transport mechanism in amorphous  $Al_2O_3$  with multiphonon trap ionization effect. *Microelectronics Reliability*, 50 :207–210, 2010.
- [95] W.F. Lim and K.Y. Cheong and Z. Lockman. Physical and electrical characteristics of metal-organic decomposed  $CeO_2$  gate spin-coated on 4H-SiC. *Appl. Phys. A*, 103 :1067–1075, 2011.
- [96] P. C. Yang, T. C. Chang, S. C. Chen, H. H. Su, J. Lu, H. C. Huang, D. n S. Gan, and N. J. Ho. Improvement on low-temperature deposited  $HfO_2$  film and interfacial layer by high-pressure oxygen treatment. *Solid-State Electronics*, 62 :128–131, 2011.
- [97] Ch. Darwin. The origin of species. 1859.
- [98] J. Holland. Adaption in natural and artificial systems. 1975.
- [99] D. Goldberg. Genetic algorithms. 1989.
- [100] I. Rechenberg. Evolutions strategie in original. 1960.
- [101] J. E. Lilienfeld. U. s. patent 175. 1927.
- [102] J. Kilby. Miniaturized electron. circuits, u.s. patent 3138743. 1964.
- [103] D. Kahng et M. M. Atalla. Ire solid state device research conference. 1960.
- [104] H. Wong and H. Iwai. *Microelec. Eng.*, 83 :1867, 2006.
- [105] D. A. Muller, T. Sorsch, S. Moccio, F. H. Baumann, K. Evans-Lutterodt, and G. Timp. *Nature*, 758 :399, 1999.

- [106] N. Singh and A. Rys. Thermal oxidation and electrical properties of silicon carbide metal-oxide-semiconductor structures. *Journal of Applied Physics*, 73 :1279–1283, 1993.
- [107] V. V. Afanas'ev, A. Stesmans, and M. Bassler. Elimination of  $SiC/SiO_2$  interface states by preoxidation ultraviolet-ozone cleaning. *Applied Physics Letters*, 68 :2141–2143, 1996.
- [108] E. Bano. Etude de dispositifs MOS fabriqués en carbure de silicium pour la microélectronique haute température.thèse physique des composants à semiconducteurs grenoble : Inp de grenoble. page 150, 1997.
- [109] T. Ouisse. Electron transport at the  $SiC/SiO_2$  interface. *Physica Status Solidi A*, 162 :339–368, 1997.
- [110] V. V. Afanasev, M. Bassler, and G. Pensl. Intrinsic  $SiC/SiO_2$  interface states. *Physica Status Solidi A*, 162 :321–337, 1997.
- [111] R. R. Razouk and B. E. Deal. Dependence of interface state density on silicon thermal oxidation process variable. *Journal of the Electrochemical Society*, 126 :1573–1581, 1979.
- [112] S. C. Vitkavage, E. A. Irene, and H. Z. Massoud. An investigation of  $Si - SiO_2$  interface charges in thermally oxidized (100), (110), (111), and (511) silicon. *Applied Physics*, 68 :5262–5272, 1990.
- [113] V. V. Afanasev, M. Bassler, and G. Pensl. Shallow electron traps at the  $4H - SiC/SiO_2$  interface. *Applied Physics Letters*, 76 :336–338, 2000.
- [114] S. Suzuki, W. J. Cho, and R. Kosugi. Influence of the post-oxidation process on the MOS interface and MOSFETs properties. *Materials Science Forum*, 353-356 :643–646, 2001.
- [115] R. Schörner, P. Friedrichs, and D. Peters. Significantly improved performance of MOSFET's on silicon carbide using the 15R-SiC polytypes. *IEEE Electron Device*, 20 :241–244, 1999.

- [116] M.K. Das, J. A. Cooper, and M. R. Melloch. Effect of epilayer characteristics and processing conditions on the thermally oxidized  $SiO_2/SiC$  interface. *Journal of Electronic Materials*, 27 :353–357, 2000.
- [117] J. A. Cooper, M. R. Melloch, and R. Singh. Status and prospects for SiC power MOSFETs. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 49 :658–664, 2002.
- [118] J. C. Bokros, R. J. Akins, and H. S. Shim. Status and prospects for SiC power MOSFETs. *Chemical Technology*, 7 :40–49, 1997.
- [119] G. L. Harris. Chemical etching of SiC. in : Properties of silicon carbide, royaume-uni (londres) : Inspec,. *EMIS Datareviews Series*, pages 133–135, 1995.
- [120] K. L. Smith and K. M. Black. Characterization of the treated surfaces of silicon alloyed pyrolytic carbon and SiC (artificial heat values). *Journal of Vacuum Science and Technology A*, 2 :744–747, 1984.
- [121] R.C.A. Harris. Oxidation of 6h-  $\alpha$  silicon carbide platelets. *Journal of the American Ceramic Society*, 58 :7–9, 1975.
- [122] L. Muehlhoff, M. J. Bozack, and W. J. Choyke. Comparative oxidation studies of SiC(0001) and SiC(0001) surfaces. *Journal of Applied Physics*, 60 :2558–2563, 1986.
- [123] Y. Laukhe and Y. M. Tairov. Oxidation kinetics of SiC single crystals. *Inorganic Materials*, 17 :177–179, 1981.
- [124] W. R. L. Lambrecht and S. Limpijumnong. Electronic band structure of SiC polytypes : A discussion of theory and experiment. *Phys. Stat.*, 202 :5–33, 1997.
- [125] A.K. Agarwal and S. Seshadri. Status of SiC power devices at northrop grumman. *Diamond and Related Materials*, 8 :295–301, 1999.

- [126] C. Gourbeyre. Caractérisation et modélisation de couche minces de 3C-SiC pour applications aux microsystèmes en environnements sévères, thèse de doctorat inst.nation.scien.appli.lyon . 2000.
- [127] S. Nishimo. Chemical vapour deposition of SiC. in : Harris g. l. properties of silicon carbide. *Solid-State Electronics*, 13 :204–213, 1995.
- [128] E. Schlegel, G. Schnable, R. Schwartz, and J. Spratt. Behavior of surface ions on semiconductor devices. *Electron. Devices ED 15*, pages 973–979, 1968.
- [129] J. McPherson. Electronic materials handbook, asm international publishing, materials park, oh. 1989.
- [130] E.H. Snow, A.S. Grove, and B.E. Deal. Ion transport phenomena in insulating films. *J. Appl. Phys.*, 36 :1664–1673, 1965.
- [131] P.L. Hefley and J. McPherson. The impact of an external sodium diffusion source on the reliability of MOS circuitry. *IEEE-IRPS Proceedings*, pages 167–172, 1988.
- [132] D.A. Stuart. Calculations of activation energy of ionic conductivity in silica glass by classical methods. *J. Am. Ceram. Soc.*, 36 :573–580, 1954.
- [133] N. Rouag. Etude électrique et structurale des matériaux à larges bandes interdites (SiC et AlN), Thèse Doctorat, université ferhat abbas setif (Algérie). 2010.
- [134] A. Ferhat Hamida. Thèse Doctorat, université ferhat abbas setif, Institut d'électronique (Algérie). 2007.
- [135] K. Deb, T. Bäck, D.B. Fogel, and Z. Michalewicz. Introduction to selection. dans : “evolutionary computation, institute of physics publishing, bristol and philadelphia, 331 p. 2000.
- [136] D.E. Goldberg. Genetic algorithms in search, optimization and machine learning. addison wesley longman, 412 p. 1989.

- [137] Z. Michalewicz. Genetic algorithms + data structures = evolutionary programs, springer, 3<sup>ème</sup> ed. 1996.
- [138] N. Srinivas and K. Deb. Multiobjective optimization using nondominated sorting in genetic algorithms. *Evolutionary Computation*, 2 :221–248, 1994.
- [139] W.B. Langdon. Genetic programming and data structures : genetic programming + data structures = automatic programming, boston : Kluwer academic publishers, 278 p. 1998.
- [140] C. Ryan. Automatic re-engineering of software using genetic programming. kluwer academic publishers,140 p. 2000.
- [141] M. Cerrolaza and W. Annicchiarico. Genetic algorithms in shape optimization :finite and boundary element applications. pages 283–323, 1999.
- [142] M. Makela, K. Miettinen, P. Neittaanmaki, and J. Periaux Chichester. Evolutionary algorithms in engineering and computer science : recent advances in genetic algorithms, evolution strategies, evolutionary programming, genetic programming and industrial applications,new york : Wiley, 500 p.
- [143] W. Y. Yang, W. Cao, T.-S. Chung, and J. Morris. Applied numerical methods using matlab, john wiley and sons, inc., publication 2005.
- [144] P. E. Coulon. Films minces d’oxydes à grande permittivité pour la nanoélectronique : organisation structurale et chimique et propriétés diélectriques, thèse Doctorat, université de toulouse (France),2009.
- [145] Z. A. Weinberg. On tunneling in metal-oxide-silicon structures. *J. Appl. Phys.*, 53 :5052–5056, july 1982.
- [146] N. Rouag Z. Ouennoughi M. Rommel K. Murakami L. Frey. Current conduction mechanism of MIS devices using multidimensional minimization system program. *Microelectronics Reliability*, 55 :1028–1034, 2015.

## Résumé :

La course à la miniaturisation des circuits intégrés provoque l'apparition d'un certain nombre d'effets parasites, venant dégrader les caractéristiques électriques des dispositifs. Ce sont les fuites de grille croissant avec la réduction de l'épaisseur de diélectrique dans la capacité MOS. Dans ce cadre, il s'agit plus précisément de réaliser des structures (capacité) MOS/4H-SiC et d'étudier le comportement électrique du système ( $SiO_2/SiC$ ) formés afin d'en évaluer sa qualité, dont le but est d'acquérir une parfaite connaissance et une bonne maîtrise des phénomènes de transports de courant de fuite à travers l'oxyde de grille. Aussi, dans un premier temps, à partir de cette caractérisation à température ambiante, différents mécanismes de conduction à travers l'oxyde sont apparus dans différentes gammes de champ électrique et avec la méthode des moindres carrés nous pouvons extraire plusieurs paramètres physiques de la structure. Nous nous intéressons ensuite à l'étude en température de l'émission Fowler-Nordheim, car il joue un rôle dominant, notamment dans la destruction des composants, en utilisant les trois modèles proposés, le modèle de Good-Muller, le modèle de Snow-Lenzlinger et le modèle de Pananakakis, cette étude nécessite l'utilisation des méthodes d'optimisation non déterministe comme la méthode du recuit simulé et la méthode des algorithmes génétiques. Enfin, nous avons étudié l'extraction des paramètres physiques dans les structures réelles à base de 4H-SiC en utilisant la méthode des algorithmes génétiques.

## MOTS-CLES :

Capacité MOS, 4H-SiC, Caractérisation électrique I(V), Modélisation, Emission Fowler-Nordheim, Emission Poole-Frenkel

**Abstract :**

The race for miniaturization of integrated circuits causes the appearance of a number of parasitic effects, from degrading the electrical characteristics of the devices. These are the gate leakage increasing with the reduction of the dielectric thickness in the capacitor MOS. In this context, it is more precisely to achieve structures (capacitor) MOS / 4H-SiC and study the electrical behavior of the system ( $SiO_2/SiC$ ) formed to assess its quality, which aims to gain perfect knowledge and a good mastery of current transport phenomena of leakage through the gate oxide. Thus, in a first step, from this characterization at room temperature, we see different conduction mechanisms oxide appeared in different electric field regions and with the least squares method we can extract more physical parameters of the structure. Then we are interested in this study for the influence of temperature on the Fowler-Nordheim emission, as it plays a dominant role, especially in the destruction of the components, by using the three proposed models, the model of Good-Muller, the model of Snow-Lenzlinger and the model of Pananakakis, this study requires the use of non-deterministic optimization methods such as simulated annealing method and genetic algorithms method. Finally, we examine the extraction of physical parameters in real structure based on 4H-SiC by using the genetic algorithm method.

**Keywords :**

MOS capacitor, 4H-SiC, electrical characteristics  $I(V)$ , Modélisation, Fowler-Nordheim emission, Poole-Frenkel emission.

### ملخص:

التسابق من أجل تركيب الدارات المتكاملة ذات الأبعاد الصغيرة و الدقيقة أدى إلى ظهور بعض العوامل المشوشة التي تسببت في الإنقاص من قيمة الخصائص الكهربائية للأجهزة الإلكترونية . السبب يكمن في التيار الضائع عبر المصعد والمتزايد كلما صغرت سمك العازل في المكثفة ناقل/عازل/شبه ناقل. في هذا السياق كان هدفنا بكل دقة هو تصنيع شرائح (مكثفات) ناقل/عازل/شبه ناقل (كربون السيليسيوم الهيدروجيني) ثم دراسة الخصائص الكهربائية للعازل (مدى عزله للتيار من المرور ) ومن ثم فهم ظواهر نقل التيار عبر العازل.

في بادئ الأمر ومن خلال الدراسة الكهربائية للمكثفة في درجة الحرارة العادية لاحظنا وجود عدة ظواهر لنقل التيار في مجالات محددة للحقل الكهربائي و تم استخراج عدة وسائط فيزيائية للشرائح بطريقة المربعات الصغرى .

كان اهتمامنا فيما بعد منصبا حول تأثير درجة الحرارة على ظاهرة فاولر-نوردهايم لانه هو الغالب و لعب دورا أساسيا في إتلاف الأجهزة وهذا باستعمال النماذج الثلاثة المقترحة وهي نموذج قود-ميلر و نموذج سناو-لاتزليينقر و كذا نموذج باتا ناكاكيس. هذه الدراسة تحتاج استعمال طرائق رياضية احتمالية وهي طريقة التسخين المحاكاتي و طريقة الخوارزميات الجينية. في النهاية قمنا باستعمال طريقة الخوارزميات الجينية لاستخراج وسائط فيزيائية لشرائح حقيقية (مكثفات) ناقل/عازل/شبه ناقل (كربون السيليسيوم الهيدروجيني) .

كلمات مفتاحية: مكثفة ناقل/عازل/شبه ناقل, (كربون السيليسيوم), الخصائص الكهربائية تيار(توتر), نمذجة, ظاهرة فولر-نوردهايم, ظاهرة بول-فرانكل