HAL open science

Méthodes et analyses physico-expérimentales des mécanismes liés à la résistance dynamique dans les composants HEMT GaN de puissance

Dany Hachem

▶ **To cite this version:**

Dany Hachem. Méthodes et analyses physico-expérimentales des mécanismes liés à la résistance dynamique dans les composants HEMT GaN de puissance. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier), 2020. Français. NNT : . tel-02907971v1

HAL Id: tel-02907971

https://laas.hal.science/tel-02907971v1

Submitted on 28 Jul 2020 (v1), last revised 4 Nov 2020 (v2)

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.

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Université Toulouse 3 - Paul Sabatier

Présentée et soutenue par

Dany HACHEM

Le 19 juin 2020

Méthodes et analyses physico-expérimentales des mécanismes liés à la résistance dynamique dans les composants HEMT GaN de puissance

---

Ecole doctorale : **GEET - Génie Electrique Electronique et Télécommunications : du système au nanosystème**

Spécialité : **Composants et Systèmes de gestion de l'Energie**

Unité de recherche :
LAAS - Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes

Thèse dirigée par
Frédéric MORANCHO et David TREMOUILLES

Jury

Mme Nathalie LABAT, Rapporteure
M. Farid MEDJDOUB, Rapporteur
M. Bilal BEYDOUN, Examinateur
M. Dominique PLANSON, Examinateur
M. Gaëtan TOULON, Examinateur
M. Patrick AUSTIN, Examinateur
M. Frédéric MORANCHO, Directeur de thèse
M. David TREMOUILLES, Co-directeur de thèse

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes du Centre National de la Recherche Scientifique (LAAS-CNRS) de Toulouse au sein de l'équipe Intégration de Systèmes de Gestion de l'Energie (ISGE). Ce travail s'inscrit dans le cadre du projet LABEX GaNEX qui est un réseau de laboratoires français travaillant sur une thématique commune : les nitrures d'éléments III. Cette thèse était partiellement financée par la société EXAGAN qui est une société française créée pour accélérer l'adoption de dispositifs d'alimentation à base de nitrure de gallium (GaN) sur le marché de l'électronique.

Je tiens tout d'abord à exprimer mes remerciements à M. **Liviu NICU**, Directeur du LAAS, pour m'y avoir accueilli.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Mme **Nathalie LABAT**, Professeur à l'université de Bordeaux et M. **Farid MEDJDOUB,** Directeur de recherche à l'IEMN Lille, pour m'avoir fait l'honneur de rapporter ce travail.

Je remercie M. **Bilal BEYDOUN**, Professeur à l'université Libanaise, d'avoir accepté de faire partie des membres du jury de soutenance. Je le remercie également pour sa confiance en moi, ses précieux conseils et son support pendant mon stage M2 et tout au long de la thèse.

Je tiens à remercier M. **Gaëtan TOULON**, ingénieur EXAGAN, pour tous ses conseils pertinents pour l'amélioration du manuscrit. Je lui témoigne toute ma reconnaissance pour ses qualités humaines, techniques, et pour l'aide qu'il m'a apporté durant ces années de thèse. Sans lui, le travail n'aurait pas pu être complet.

Je remercie également M. **Dominique PLANSON**, Professeur des universités à l'INSA de Lyon, d'avoir accepté d'examiner ce mémoire de thèse.

Je tiens à remercier aussi M. **Patrick AUSTIN**, Professeur à l'université PAUL SABATIER de Toulouse, qui m'a fait l'honneur de présider le jury de soutenance.

Je remercie vivement mon directeur de thèse **Frédéric MORANCHO**, Professeur à l'université PAUL SABATIER de Toulouse, de m'avoir fait confiance pendant mon stage M2 et ma thèse. Je lui suis également reconnaissant pour le temps et l'intérêt qu'il a accordé à mes travaux de thèses, pour ses qualités scientifiques et sa sympathie. Je lui adresse toute ma gratitude.

Je remercie sincèrement mon encadrant de thèse **David TRÉMOUILLES**, chargé de recherche au LAAS-CNRS, pour son aide et son soutien pendant ces années de thèse, pour les discussions scientifiques enrichissantes et pour ses recommandations pertinentes pour l'avancement des travaux. Je le remercie d'avoir toujours trouvé de la disponibilité pour moi, de toutes les choses que j'ai appris de lui, de ces encouragements pendant les moments difficiles et surtout sa confiance.

J'adresse mes profonds remerciements à M. **Nicolas MAURAN**, ingénieur de recherche et responsable de la salle de caractérisation, pour m'avoir fait profiter de ses expériences et connaissances scientifiques tout au long des quatre ans.

Merci, à tous les membres de l'équipe ISGE, en particulier **Karine ISOIRD** et **Josiane TASSELLI**, qui ont directement ou indirectement participées à la réalisation et/ou à la réussite de nos projets.

Je remercie aussi l'équipe des ingénieurs EXAGAN qui m'ont suivi pendant ma thèse, surtout M. **Laurent GUILLOT**, M. **Fabrice LETERTRE** et M. **Éric MOREAU**.

Mes remerciements s'adressent aussi aux collègues de bureau G6 : **Luiz LAVADO VILLA**, **Manuel GONTZALEZ SENTIS**, **Nabil EL BELGHITI ALAOUI** et **Quang Chuc NGUYEN**. Je remercie en particulier **Chaymaa HALOUI**, amie et collègue, d'être à mes côtés dans le meilleure et le pire et de m'avoir soutenu en particulier pendant la rédaction.

Je présente mes remerciements à tous mes amis qui m'ont soutenu, accompagné et encouragé pendant les moments difficiles. Je pense à **Marianne**, **Dima**, **Anthony**, **Mouin**, **Hiba**, **Ali**, **Farid** et tous les amis Libano-Français et ceux qui sont au Liban. J'adresse mes remerciements les plus chaleureux à **Rana** pour les bons moments passés ensemble depuis mes premiers jours en France et les difficultés que l'on a surmonté ensemble.

Finalement, je souhaite également remercier toute ma famille dont les membres sont toujours très proches et m'ont toujours aimé et soutenu. Je m'estime chanceux. Qu'il trouve, ici, l'expression de ma profonde gratitude !!!!!

Table des matières

Table des matières i

Liste des abréviations et des symboles v

Liste des figures xi

Liste des tableaux xvii

Introduction Générale 1

1 État de l'art et bibliographie : le nitrure de gallium pour les HEMTs de puissance 5

1.1 Introduction 7

1.2 Contexte : l'électronique de puissance 8

1.2.1 Interrupteurs de puissance 8

1.2.1.1 L'interrupteur idéal 8

1.2.1.2 L'interrupteur réel 9

1.2.1.3 Le silicium pour les applications de puissance 10

1.2.2 Avantages des matériaux à large bande interdite 11

1.3 Le nitrure de gallium : historique et propriétés électroniques 13

1.3.1 Historique de la technologie nitrure de gallium 13

1.3.2 Les propriétés du nitrure de gallium 13

1.3.2.1 Propriétés cristallographiques 13

1.3.2.2 Hauteur de la bande interdite 14

1.3.2.3 Champ de claquage 15

1.3.2.4 Conductivité thermique 15

1.3.2.5 Mobilité des porteurs 15

1.4 Le transistor à haute mobilité électronique HEMT 16

1.4.1 Présentation du HEMT en GaN : 16

1.4.2 Effet de polarisation 18

1.4.2.1 Polarisation spontanée 18

1.4.2.2 Polarisation piézoélectrique 19
1.4.3 Hétérostructure AlGaN/GaN et gaz bidimensionnel d'électrons 20
1.5 Fiabilité des composants HEMTs en GaN 21
1.5.1 Effets des pièges 22
1.5.1.1 Mécanismes de conduction dans une barrière métal/isolant/semi-conducteur 24
1.5.1.2 Pièges de surface 27
1.5.1.3 Pièges dans la couche tampon (buffer) GaN et la couche barrière AlGaN 29
1.5.2 Effet de l'auto-échauffement 31
1.5.3 Effet des électrons chauds 31
1.5.4 Effet piézoélectrique inverse et émission assistée par le champ électrique 33
1.5.5 Effet du dopage carbone 34
1.5.5.1 Concentration des pièges et dopage carbone 35
1.5.5.2 Conséquence sur les performances dynamiques du HEMT 36
1.5.5.3 Solutions proposées pour contourner les effets 38
1.6 Méthodes de caractérisation des défauts 39
1.6.1 Mesures I-V impulsionnelles à différentes polarisations 39
1.6.1.1 Mesure du gate-lag 40
1.6.1.2 Mesure du drain-lag 40
1.6.2 Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS) 40
1.6.3 Photoluminescence 42
1.7 Conclusion 43
2 Procédures expérimentales et techniques de caractérisation des composants HEMTs : conditions d'obtention de mesures reproductibles et fiables 45
2.1 Introduction 47
2.2 Résistance dynamique à l'état passant dans un HEMT en GaN 47
2.2.1 Présentation du banc expérimental 48
2.2.2 Contribution à l'amélioration du banc expérimental 51

2.3 Stimulation des phénomènes physiques 53
2.3.1 Méthodes de stimulation utilisées 53
2.3.2 Dispositifs testés 55
2.3.3 Outils et protocole expérimentaux 56
2.3.3.1 Outils et équipements 57
2.3.3.2 Protocole expérimental 58
2.3.3.3 Avantages de la technique 60
2.3.4 Stress électrique par le substrat 61
2.3.4.1 Mesures $I_d(t)$ après le stress (« back-gating ») 63
2.3.4.2 Mesures $I_d(t)$ pendant le stress (« back-bias ») 68
2.3.5 Stimulation lumineuse 72
2.3.5.1 Effet de la lumière sur le comportement du composant 72
2.3.5.2 Choix de la longueur d'onde utilisée 76
2.3.5.3 Résultats de la stimulation lumineuse 77
2.4 Méthode électro-optique TLM (EO-TLM) 79
2.4.1 Caractérisation des contacts par la méthode TLM 79
2.4.2 Influence de l'illumination sur les contacts ohmiques 80
2.4.3 Extraction de la résistance de contact 82
2.4.3.1 Méthode d'extraction 82
2.4.3.2 Résultats des mesures R(L) 84
2.4.3.3 Comparaison entre les options technologiques A et B 86
2.4.3.4 Comparaison d'A et B avec les options technologiques C et D 87
2.5 Conclusion 90
3 Analyse des données temporelles et interprétation physique des phénomènes associés 93
3.1 Introduction 95
3.2 Analyse numérique des mesures de la stimulation optique 96
3.2.1 Automatisation du traitement (implémentation informatique) 98

3.2.2 Méthodes d'extraction 102
3.2.2.1 Mono-exponentielle 102
3.2.2.2 Méthode des moindres carrés (non linéaire) 104
3.2.2.3 Méthode de la dérivée par rapport au logarithme du temps 107
3.2.2.4 Méthode de la régularisation de Tikhonov (CONTIN) 110
3.2.2.5 Comparaison des différentes méthodes 112
3.3 Modélisation sous forme d'une variation de résistance 114
3.3.1 Approche avec un modèle électrique de deux résistances en série 116
3.3.2 Étude du modèle série avec la méthode de la dérivée 118
3.4 Intervalles de confiance et degré de crédence des résultats 122
3.5 Tracé d'Arrhenius pour l'extraction des énergies d'activation 126
3.6 Interprétations physiques 130
3.6.1 Comparaison entre les deux types de stimulation (optique et électrique) 130
3.6.2 Suggestions / interprétation physiques des résultats. 132
3.7 Conclusion 133
Conclusion générale 135
Références 141

Liste des abréviations et des symboles

2DEG	**Gaz d'électron bidimensionnel à l'interface AlGaN/GaN**
σ_n	**Section de capture d'un électron**
σ	**Section efficace de capture moyenne**
τ	**Constante de temps**
τ_i	**Constante de temps du terme i**
τ_{Ci}	**Constante de temps du terme i correspondante à la résistance de contact R_C**
τ_{SHi}	**Constante de temps du terme i correspondante à la résistance du canal R_{SH}**
γ	**Paramètre sans dimension varie entre zéro et l'unité**
γ_n	**Constante liée au matériau**
μ	**Mobilité électronique**
Φ_B	**Hauteur de la barrière Schottky**
Φ_T	**Niveau d'énergie du piège**
ε_0	**Permittivité du vide**
ε_r	**Constante diélectrique**
υ	**Fréquence de vibration thermique des électrons sur les sites des pièges**
θ_i	**Angle d'incidence**
$\epsilon(t)$	**Composante du bruit**
ΔI	**Variation totale du courant mesuré pendant la stimulation**
ΔR_C	**Différence entre les valeurs de la résistance de contact, avec et sans éclairage**
ΔR_T	**Variation de la résistance totale mesurée**
a	**Espacement moyen entre les sites des pièges**
a_i	**Pente de la droite R(L) à l'instant t_i**
A	**Amplitude de la constante de temps**
A_i	**Amplitude de la constante de temps du terme i**
A_{Ci}	**Amplitude de la constante de temps du terme i correspondante à la résistance de contact R_C**
A_{SHi}	**Amplitude de la constante de temps du terme i correspondante à la résistance du canal R_{SH}**
AlN	**Nitrure d'aluminium**
AlGaN	**Nitrure d'aluminium-gallium**
A^*	**Constante de Richardson**
C_i	**Impureté carbone en position interstitielle**
c_n	**Taux de capture d'un électron**
C_N	**Densité d'impureté carbone en site azote**
C_{Ga}	**Densité d'impureté carbone en site gallium**
c_p	**Taux de capture d'un trou**
DLTS	**Deep Level Transient Spectroscopy**
DLOS	**Deep Level Optical Spectroscopy**
DUT	**Device Under Test (dispositif sous test)**
e_n	**Taux d'émission d'un électron**
e_p	**Taux d'émission d'un trou**
E	**Champ électrique**
E_g	**Énergie de la bande interdite**
$E_{g\text{-}GaN}$	**Bande interdite du GaN**
$E_{g\text{-}AlN}$	**Bande interdite du l'AlN**
$E_{g\text{-}SiN}$	**Bande interdite du SiN**
E_T	**Niveau d'énergie du centre profond**
E_a	**Énergie d'activation du piège**
E_c	**Champ de claquage**
E_C	**Énergie de la bande de conduction**
E_V	**Énergie de la bande de valence**
E_F	**Énergie du niveau de fermi**
Epi	**Épitaxie**
ESD	**Electrostatic discharge (Décharge électrostatique)**

FWHM	**Full Width at Half Maximum**
G	**Conductance électrique**
G_i	**Amplitude**
G_T	**Conductance électrique totale entre deux électrodes de la structure TLM**
G_∞	**Conductance électrique à l'équilibre entre deux électrodes de la structure TLM**
Ga	**Gallium**
GaAs	**Arséniure de Gallium**
GaN	**Nitrure de Gallium**
h	**Constante de Planck**
HEMT	**High electron mobility transistor**
HD-GIT	**Hybride Drain-Gate Injection Transistor**
IGBT	**Isolated gate bipolar transistor**
InN	**Nitrure d'indium**
InGaN	**Nitrure de gallium-indium**
I_d	**Courant de drain**
I_{d0}	**Valeur du courant à l'instant où la stimulation est coupée (t_{OFF})**
I_{GSS}	**Courant de fuite de grille**
I_{TLM}	**Courant appliqué entre deux électrodes d'une structure TLM**
I_∞	**Courant mesuré avant stimulation (valeur nominale du courant à l'équilibre)**
$I_{d_{V_{sub0}}}$	**Valeur du courant mesuré à V_{sub} = 0 V**
I-V	**Caractéristique Courant-Tension**
J	**Densité du courant**
k	**Constante de Boltzmann**
L_i	**Distance entre deux électrodes d'une structure TLM**
MOSFET	**Metal-oxide semiconductor field-effect transistor**
MESFET	**Metal semiconductor field-effect transistor**
MOCVD	**Metal-Organic Chemical Vapor Deposition**
MBE	**Molecular Beam Epitaxy**
m_0	**Masse de l'électron dans le vide**
m^*	**Masse effective d'électron**
m^*_T	**Masse effective de « tunneling » dans un diélectrique**
n	**Concentration des électrons ou le nombre de termes dans la somme exponentielle**
n_1	**Indice optique du milieu d'entrée**
n_2	**Indice optique du milieu de sortie**
NA	**Non Applicable**
NH_3	**Ammoniac**
N_C	**Densité d'états effective dans la bande de conduction**
$\vec{p}$	**Moment dipolaire**
P_{SP}	**Polarisation spontanée**
P_{PE}	**Polarisation piézoélectrique**
PL	**Photoluminescence**
Pro	**Procédé technologique**
q	**Charge élémentaire d'électron**
R_0	**Résistance totale à l'instant t_{sOFF}**
R_∞	**Résistance totale à l'équilibre**
$R_{C\infty}$	**Résistance totale de contact à l'équilibre**
$R_{SH\infty}$	**Résistance totale du canal à l'équilibre**
$R_{ds\text{-}ON}$	**Résistance dynamique à l'état passant**
$R_{ON}.S$	**Résistance spécifique**
R_i	**Résistance entre deux électrodes dans une structure TLM**
R_C	**Résistance de contact**
R_{Ci}	**Résistance de contact à l'instant t_i**
R_{C_UV}	**Valeur moyenne de résistance de contact calculée à fin de l'éclairage UV**
R_{C_noir}	**Valeur moyenne de résistance de contact calculée avant l'éclairage, dans le noir absolu**

$R_{SH\square}$	Résistance par carré du gaz 2D de semi-conducteur en dehors de contact
R_{SH}	Résistance totale du canal 2DEG
R_T	Résistance totale
R_S	Coefficient de réflexion
SiC	Carbure de Silicium
SiN	Nitrure de Silicium
S/D	Contact ohmique source et drain
t	Épaisseur du diélectrique ou temps
t_i	Instant du vecteur temps
t_{sON}	Instant de début du stress (stimulation)
t_{sOFF}	Instant de fin du stress (stimulation)
t_0	Instant de début de la phase de relaxation
t_{Stress}	Durée de la stimulation
T	Température
TLM	Transmission Line Method
UV	Ultra-Violet
V	Tension
V_{ON}	Tension à l'état ON
V_{OFF}	Tension à l'état OFF
V_{th}	Tension de seuil
V_{DS}	Tension drain-source
V_G	Tension de grille
V_B, V_{sub}	Tension du substrat
V_d	Valeur constante de tension de drain
V_D	Tension du drain
V_S	Tension de la source
V_{HC}	Générateur fort courant
V_{HV}	Générateur de source haute tension
V_{DC}	Source de tension continue
V_{pulse}	Générateur d'impulsion
V_{Device}	Tension au borne du composant
V_{clamp}	Tension d'écrêtage
V_{TLM}	Tension appliqué entre deux électrodes d'une structure TLM
w	Largeur de la structure TLM
YL	Yellow Luminescence
2DEG	Gaz d'électron bidimensionnel à l'interface AlGaN/GaN
σ_n	Section de capture d'un électron
σ	Section efficace de capture moyenne
τ	Constant du temps
γ	Paramètre sans dimension varie entre zéro et l'unité
μ	Mobilité électronique
Φ_B	Hauteur de la barrière Schottky
Φ_T	Niveau d'énergie du piège
ε_0	Permittivité du vide
ε_r	Constante diélectrique
υ	Fréquence de vibration thermique des électrons sur les sites des pièges
θ_i	Angle d'incidence
$\epsilon(t)$	Composante du bruit
ΔI	Variation totale du courant mesuré pendant la stimulation
ΔR_C	Différence entre les valeurs de la résistance de contact, avec et sans éclairage
ΔR_T	Variation de la résistance totale mesurée
a	Espacement moyen entre les sites des pièges
A	Amplitude de la constante du temps
AlN	Nitrure d'aluminium
AlGaN	Nitrure d'aluminium-gallium
A^*	Constante de Richardson

C_i	Impureté carbone en position interstitielle
c_n	Taux de capture d'un électron
C_N	Densité d'impureté carbone en site azote
C_{Ga}	Densité d'impureté carbone en site gallium
c_p	Taux de capture d'un trou
DLTS	Deep Level Transient Spectroscopy
DLOS	Deep Level Optical Spectroscopy
DUT	Device Under Test (dispositif sous test)
e_n	Taux d'émission d'un électron
e_p	Taux d'émission d'un trou
E	Champ électrique
E_g	Énergie de la bande interdite
$E_{g\text{-}GaN}$	Bande interdite du GaN
$E_{g\text{-}AlN}$	Bande interdite du l'AlN
$E_{g\text{-}SiN}$	Bande interdite du SiN
E_T	Niveau d'énergie du centre profond
E_a	Énergie d'activation du piège
E_c	Champ de claquage
E_C	Énergie de la bande de conduction
E_V	Énergie de la bande de valence
E_F	Énergie du niveau de fermi
Epi	Épitaxie
ESD	Electrostatic discharge (Décharge électrostatique)
FWHM	Full Width at Half Maximum
G	Conductance électrique
Ga	Gallium
GaAs	Arséniure de Gallium
GaN	Nitrure de Gallium
h	Constante de Planck
HEMT	High electron mobility transistor
HD-GIT	Hybride Drain-Gate Injection Transistor
IGBT	Isolated gate bipolar transistor
InN	Nitrure d'indium
InGaN	Nitrure de gallium-indium
I_d	Courant de drain
I_{d0}	Valeur du courant à l'instant où la stimulation est coupée (t_{OFF})
I_{GSS}	Courant de fuite de grille
I_{TLM}	Courant appliqué entre deux électrodes d'une structure TLM
I_∞	Courant mesuré avant stimulation (valeur nominale du courant à l'équilibre)
$I_{d_{V_{sub0}}}$	Valeur du courant mesuré à V_{sub} = 0 V
I-V	Caractéristique Courant-Tension
J	Densité du courant
k	Constante de Boltzmann
L_i	Distance entre deux électrodes d'une structure TLM
MOSFET	Metal-oxide semiconductor field-effect transistor
MESFET	Metal semiconductor field-effect transistor
MOCVD	Metal-Organic Chemical Vapor Deposition
MBE	Molecular Beam Epitaxy
m_0	Masse de l'électron dans le vide
m^*	Masse effective d'électron
m^*_T	Masse effective de « tunneling » dans un diélectrique
n	Concentration des électrons ou le nombre de termes dans la somme exponentielle
n_1	Indice optique du milieu d'entrée
n_2	Indice optique du milieu de sortie
NA	Non Applicable
NH_3	Ammoniac

N_C	Densité d'états effective dans la bande de conduction
$\vec{p}$	Moment dipolaire
P_{SP}	Polarisation spontanée
P_{PE}	Polarisation piézoélectrique
PL	Photoluminescence
Pro	Procédé technologique
q	Charge élémentaire d'électron
$R_{ds\text{-}ON}$	Résistance dynamique à l'état passant
$R_{ON}.S$	Résistance spécifique
R_i	Résistance entre deux électrodes dans une structure TLM
R_C	Résistance de contact
R_{C_UV}	Valeur moyenne de résistance de contact calculée à fin de l'éclairage UV
R_{C_noir}	Valeur moyenne de résistance de contact calculée avant l'éclairage, dans le noir absolu
$R_{SH\square}$	Résistance par carré du gaz 2D de semi-conducteur en dehors de contact
R_{SH}	Résistance totale du canal 2DEG
R_T	Résistance totale
R_S	Coefficient de réflexion
SiC	Carbure de Silicium
SiN	Nitrure de Silicium
S/D	Contact ohmique source et drain
t	Épaisseur du diélectrique ou temps
t_{sON}	Instant de début du stress (stimulation)
t_{sOFF}	Instant de fin du stress (stimulation)
t_0	Instant de début de la phase de relaxation
t_{Stress}	Durée de la stimulation
T	Température
TLM	Transmission Line Method
UV	Ultra-Violet
V	Tension
V_{ON}	Tension à l'état ON
V_{OFF}	Tension à l'état OFF
V_{th}	Tension de seuil
V_{DS}	Tension drain-source
V_G	Tension de grille
V_B, V_{sub}	Tension du substrat
V_d	Valeur constante de tension de drain
V_D	Tension du drain
V_S	Tension de la source
V_{HC}	Générateur fort courant
V_{HV}	Générateur de source haute tension
V_{DC}	Source de tension continue
V_{pulse}	Générateur d'impulsion
V_{Device}	Tension au borne du composant
V_{clamp}	Tension d'écrêtage
V_{TLM}	Tension appliqué entre deux électrodes d'une structure TLM
w	Largeur de la structure TLM
YL	Yellow Luminescence

Liste des figures

Figure 1.1 Domaines d'utilisation des interrupteurs de puissance en silicium [5]. 11

Figure 1.2 Limites théoriques du silicium, de l'arséniure de gallium et des matériaux semi-conducteurs grand gap en terme de compromis " résistance passante spécifique/tenue en tension" [8]. 12

Figure 1.3 Polarité des couches de GaN de type wurtzite ; (a) face Ga ; (b) face N [16]. 14

Figure 1.4 Schéma représentatif de la structure HEMT AlGaN/GaN. 16

Figure 1.5 Polarisation spontanée dans une structure GaN wurtzite [26]. 19

Figure 1.6 Orientation des effets de polarisations dans un HEMT AlGaN/GaN [30]. 19

Figure 1.7 Diagramme de bandes de l'hétérostructure AlGaN/GaN [34]. 20

Figure 1.8 Coupe transversale d'un HEMT AlGaN / GaN montrant les principaux mécanismes de défaillance [35]. 21

Figure 1.9 Processus de base d'une transition : (a) un électron saute de la bande de valence au niveau piégé (émission de trous), (b) un électron passe du piège occupé à la bande de valence et un trou disparaît (capture de trous), (c) un électron saute du niveau piégé à la bande de conduction (émission d'électrons) et (d) un électron passe de la bande de conduction à un piège inoccupé (capture d'électrons) [36]. 23

Figure 1.10 Diagramme de bandes schématique montrant l'évolution de la structure de bandes de l'hétérojonction AlGaN / GaN avec une largeur de barrière (AlGaN) croissante [42]. 28

Figure 1.11 (a) Représentation en coupe de l'effet de la grille virtuelle, (b) modélisation de l'effet grille virtuelle [42]. 29

Figure 1.12 Coupe transversale d'un HEMT AlGaN / GaN, identifiant les électrons atteignant une énergie élevée et devenant "chauds" [68]. 32

Figure 1.13 Diagramme de bandes présentant la modification du processus d'émission du porteur par différents mécanismes ; (ξ) champ électrique, (PF) effet Poole-Frenkel, (DT) effet « Direct Tunneling », (PAT) « Phonon Assisted Tunneling », ($\Delta\phi_{PF}$) potentiel Coulombien, (E_T) étant le niveau d'énergie du centre profond, [14]. 33

Figure 1.14 Résistance dynamique à l'état passant relative en fonction de la température d'un MIS-HEMT dopé carbone [103]. 36

Figure 1.15 Mesure de la résistance dynamique à l'état passant en fonction du temps, durant et après un stress de type « back-gatting » [102]. 37

Figure 1.16 Représentation schématique du principe de la technique « Boxcar Resolution » [113]. 42

Figure 2.1 $R_{ds\text{-}ON}$ dynamique normalisée d'un transistor GaN et d'un MOSFET en Si [125]. 48

Figure 2.2 Mode de fonctionnement de la mesure de $R_{ds\text{-}ON}$, (a) transistor (DUT) à l'état OFF, (b) transistor à l'état ON. 50

Figure 2.3 Comparaison entre la résolution obtenue avec une sonde commerciale (courbe violette) et celle atteinte avec la solution proposée (courbe bleue) [123]. 50

Figure 2.4 Figure de mérite: V_{max}(V) / temps avant une mesure précise (ns). 51

Figure 2.5 Exemples de calibrage des paramètres visualisés sur l'oscilloscope. 52

Figure 2.6 Schéma de principe des mesures réalisées sur des résistances des structures TLM testées. 53

Figure 2.7 Principe de mesure des trois types d'expérience utilisées : (a) back-gating, (b) back-bias, (c) stimulation optique ; avec « t_{sON} » l'instant de début du stress, « t_{sOFF} » l'instant de fin du stress, « t_0 » temps de début de la phase de relaxation, « ? » la partie de la courbe que nous désirons étudier. 54

Figure 2.8 Schéma illustrant la différence entre les quatre options technologiques utilisées. 56

Figure 2.9 Photographie : (a) des ensembles des équipements utilisés dans les mesures, (b) du composant testé sur son support avec accès électrique et placé face à la LED. 58

Figure 2.10 Évolution de la température en fonction du temps, pour plusieurs valeurs de V_{TLM}. 59

Figure 2.11 Diagramme de bandes de la structure AlGaN / GaN / Si avec un substrat polarisé en inverse [127]. 62

Figure 2.12 Coupe transversale de la structure HEMT AlGaN / GaN sans grille, avec les conditions de la commutation à $t_0 = t_{OFF}$. 63

Figure 2.13 Courant de drain normalisé en fonction de temps, mesuré après le stress sous différentes températures, avec V_{TLM} = 200 mV ; V_{sub} = - 300 V ; dans l'obscurité ; station sous pointes PA200 ; (a) t_{Stress} = 1 s, (b) t_{Stress} = 60 s ; courbes du haut en échelle linéaire, courbes du bas en échelle logarithmique ; les petits carrés noirs montrent les perturbations durant la mesure. 64

Figure 2.14 Courant de drain normalisé en fonction de temps, mesuré après le stress sous différentes températures, avec V_{TLM} = 200 mV ; V_{sub} = - 500 V ; dans l'obscurité ; station sous pointes PA200 ; (a) t_{Stress} = 1 s, (b) t_{Stress} = 60 s ; courbes du haut en échelle linéaire, courbes du bas en échelle logarithmique; les petits carrés noirs montrent les perturbations durant la mesure. 65

Figure 2.15 I_{d0} et I_∞ en fonction de la température (à gauche) ; le rapport $\Delta I / I_\infty$ en fonction de la température (à droite), pour un test avec les conditions suivantes : V_{TLM} = 200 mV ; V_{sub} = - 300 V, dans l'obscurité, station sous pointes PA200, t_{Stress} = 60 s. 66

Figure 2.16 Courant de drain normalisé en fonction de temps, mesuré après le stress sous différentes températures, avec V_{TLM} = 200 mV ; V_{sub} = - 300 V ; t_{Stress} = 1 s ; dans l'obscurité ; station sous pointes Cascade ; courbes du haut en échelle linéaire, courbes du bas en échelle logarithmique. 67

Figure 2.17 Courant de drain normalisé en fonction de temps, mesuré après le stress sous différentes températures, avec V_{TLM} = 200 mV ; V_{sub} = - 500 V ; t_{Stress} = 1 s ; sous la présence d'une source lumineuse ; courbes du haut en échelle linéaire, courbes du bas en échelle logarithmique. 67

Figure 2.18 Coupe transversale de la structure HEMT AlGaN / GaN sans grille, avec les conditions pendant le test à $t_0 = t_{ON}$. 68

Figure 2.19 (a) Courant de drain en fonction du temps, normalisé par rapport à I_d mesuré à V_{sub} = 0 V, avec V_{sub} = - 100 V, courbes du haut en échelle linéaire, courbes du bas en échelle logarithmique ; (b) histogramme montrant les valeurs du courant IdVsub0, avec V_{sub} = 0 V; pour différents échantillons ; avec V_{TLM} = 500 mV ; dans l'obscurité ; T = 25 °C. 69

Figure 2.20 Courant de drain en fonction de temps, normalisé par rapport à I_d mesuré à V_{sub} = 0 V, mesuré pendant le stress sous différentes températures, avec V_{TLM} = 500 mV ; V_{sub} = - 100 V ; dans l'obscurité, pour les échantillons (a) $B1_c$ et (b) $B2_b$; courbes du haut en échelle linéaire, courbes du bas en échelle logarithmique. 70

Figure 2.21 Courant de drain en fonction de temps, normalisé par rapport à I_d mesuré à V_{sub} = 0 V, mesuré pendant le stress sous différentes températures, avec V_{TLM} = 500 mV ; V_{sub} = - 100 V ; dans l'obscurité, pour les échantillons (a) $D2_c$ et (b) $D1_b$; courbes du haut en échelle linéaire, courbes du bas en échelle logarithmique. 71

Figure 2.22 IdVsub0**en fonction de la température pour différents échantillons ; avec V_{TLM} = 500 mV ; dans l'obscurité ; avec V_{sub} = 0 V; 72**

Figure 2.23 Modèle physique relatif à la dynamique des porteurs pour une hétérostructure AlGaN / GaN montrant les trous en excès générés par l'éclairage UV qui sont capturés par les états de surface après absorption de l'énergie thermique [137]. 73

Figure 2.24 Caractéristiques de sortie I-V d'un HEMT AlGaN / GaN, dans l'obscurité et sous un éclairage UV [140]. 74

Figure 2.25 Courant de drain normalisé en fonction du temps mesuré après stress « back-gating », avec V_{TLM} = 1 V ; V_{sub} = - 400 V ; t_{Stress} = 1 ms ; sous et sans la présence d'une source lumineuse; courbes du haut en échelle linéaire, courbes du bas en échelle logarithmique. 74

Figure 2.26 Comparaison entre les spectres lumineux de la lampe du microscope à faible (orange) et forte (bleu) luminosité. 75

Figure 2.27 Variations du courant mesuré en fonction du temps à plusieurs longueurs d'onde ; I_∞ représente le courant mesuré à l'obscurité. VTLM = 200 mV ; T = 25 ° C ; sous un éclairement de l'ordre de quelques µW/cm^2 ; l'illumination est appliquée à t = 10 s pour les différentes longueurs d'onde, elle est ensuite coupée à des instants différents. 76

Figure 2.28 Spectre d'émission de la lumière LED UV utilisée (bleu), énergies de bande interdite correspondantes de : GaN (rouge), AlN (vert), Si3N4 (violet). 76

Figure 2.29 Exemple de courbe montrant la variation du courant en fonction du temps à t_{sON} (LED ON) et t_{sOFF} (LED OFF) ; ΔI est la valeur de la variation totale du courant mesuré ($\Delta I = I_{d0} - I_\infty$). 77

Figure 2.30 Courant de drain normalisé en fonction de temps, mesuré après le stress optique, (a) pour l'échantillon D1, T = 50 °C, avec différentes valeurs de L_i ; (b) pour l'échantillon D2, L_i = 16 µm, sous différentes températures ; avec V_{TLM} = 500 mV ; ΔI représente la valeur du courant ($I_d - I_\infty$) à t_{sOFF}. 78

Figure 2.31 I_{d0} et I_∞ en fonction de la température (à gauche) ; le rapport $\Delta I / I_\infty$ en fonction de la température (à droite), pour l'échantillon D2, L_i = 16 µm ; avec V_{TLM} = 500 mV. 78

Figure 2.32 Modélisation de la résistance mesurée entre deux contacts consécutifs sur un motif de caractérisation TLM droit. 80

Figure 2.33 (a) Coupe transversale de la structure HEMT AlGaN / GaN sous l'illumination UV montrant la réflexion des rayons lumineux à l'interface couche de transition/substrat ; (b) Indice de réfraction du silicium en fonction de la longueur d'onde. 81

Figure 2.34 Caractéristiques I-V pour trois échantillons de chaque option technologique, à T = 25 °C, L_i = 4 µm. La tension sélectionnée est de 500 mV pour toutes les mesures dans cette partie (ligne rouge en pointillé). 82

Figure 2.35 Exemple montrant les parties de la courbe « variation du courant en fonction du temps » utilisées pour calculer les deux résistances en noir (barre verte) et sous illumination UV (barre rouge), sous un éclairement de l'ordre de mW/cm². 83

Figure 2.36 Caractéristiques R(L) extraites pour trois échantillons avec l'option technologique A, V_{TLM} = 500 mV, T = 25 °C. 84

Figure 2.37 Caractéristiques R(L) extraites pour l'échantillon A1, I_{TLM} = 20 mA, T = 25 °C. 85

Figure 2.38 Caractéristiques R(L) extraites pour trois échantillons avec l'option technologique B, V_{TLM} = 500 mV, T = 25 °C. 86

Figure 2.39 Variation de la résistance de contact des deux options technologiques A et B, avec et sans illumination UV. 87

Figure 2.40 Caractéristiques R(L) extraites pour des échantillons des options technologiques C et D, V_{TLM} = 500 mV, T = 25 °C. 88

Figure 2.41 Histogramme montrant les valeurs de R_C, avec et sans éclairage, pour certains échantillons des options A, B, C et D : les échantillons de l'option technologique C présentent le même ΔR_C que ceux de l'option technologique A, les échantillons de l'option technologique D présentent le même ΔR_C que ceux de l'option technologique B 88

Figure 3.1 Organigramme de l'algorithme de traitement des données des mesures par stimulation optique. 101

Figure 3.2 Exemple d'extraction d'une constante de temps dans le cas d'une fonction mono-exponentielle. 103

Figure 3.3 Exemple d'un ajustement mono-exponentielle appliqué sur des données expérimentales effectuées sur l'échantillon A1, pour L_i = 16 µm et T = 75 °C. 104

Figure 3.4 (a) Courant de drain normalisé en fonction de temps, mesuré après stress optique et optimisé deux fois (fit 1 puis fit 2), pour l'échantillon D1, T = 25 °C, L_i = 16 µm ; (b) écart relatif en pourcentage entre les données originales et chaque optimisation. 106

Figure 3.5 Amplitudes normalisées en fonction des constantes de temps extraites à l'aide de la méthode des moindres carrés, appliquée sur des données de relaxation du courant I_d normalisé sans et avec 0,1 % d'erreur sur I_∞, pour l'échantillon D1, T = 50 °C et différentes L_i. 106

Figure 3.6 Dérivée première dans l'échelle logarithmique temporelle appliquée sur deux fonctions f(t) : (a) avec des constantes de temps espacées et (b) des constantes de temps proches entre elles ; les courbes en pointillé représentent la dérivée pour chaque constante de temps, la courbe en orange représente la somme de toutes les composantes. 107

Figure 3.7 Dérivée première dans l'échelle logarithmique temporelle appliquée sur les données de relaxation du courant I_d obtenues avec l'échantillon D1, à T = 50 °C et pour L_i = 16 µm : (a) comparaison entre

l'application de la dérivée avec des données lissées, ré-échantillonnées et non ré-échantillonnées ; (b) exemple montrant le chevauchement des composantes de la dérivée. 108

Figure 3.8 Comparaison entre les résultats de l'application de la dérivée première dans l'échelle logarithmique temporelle sur des données de relaxation du courant I_d normalisé obtenue sans et avec une erreur de 5 % sur la valeur de I_∞, avec l'échantillon D1, à T = 25 °C et pour différentes L_i. La ligne verticale en pointillé présente une valeur moyenne des sommets des creux. 109

Figure 3.9 Spectre des amplitudes normalisées en fonction des constantes de temps extraites à l'aide de la méthode de la régularisation de Tikhonov, appliquée sur des données de relaxation du courant I_d normalisé, avec : (a) l'échantillon D1 pour L_i = 8µm et à différentes températures ; (b) l'échantillon B3 pour T = 75 °C et à différentes L_i. 111

Figure 3.10 (a) Spectre des amplitudes normalisées en fonction des constantes de temps extraites à l'aide de la méthode de la régularisation de Tikhonov, appliquée sur des données de relaxation du courant I_d normalisé, avec l'échantillon B3 à T = 75 °C et pour L_i = 8 µm. Les lignes rouges verticales représentent la constante de temps moyenne de chaque pic ; (b) Somme cumulative des amplitudes normalisées trouvées dans l'exemple de (a). 111

Figure 3.11 Spectre des sommes cumulatives des amplitudes non nulles normalisées en fonction des constantes de temps extraites à l'aide de la méthode de la régularisation de Tikhonov, appliquée sur des données de relaxation du courant I_d normalisé, avec : (a) l'échantillon D1 pour L_i = 8 µm ; (b) l'échantillon B3 pour L_i = 8 µm. 112

Figure 3.12 Résistance de contact R_C, résistance du canal R_{SH} (axe gauche) et résistance totale R_T (axe droit) en fonction du temps, calculées à partir de t_{sOFF} : (a) pour l'échantillon A1 à T = 25 °C et pour L_i = 16 µm ; (b) pour l'échantillon D1 à T = 25 °C et pour L_i = 4 µm 118

Figure 3.13 Dérivée première dans l'échelle logarithmique temporelle appliquée sur les données de relaxation du courant I_d obtenues, à T = 25°C, pour différentes distances L_i, avec les échantillons : (a) A1 et (b) $B4_b$. La ligne en pointillé présente la variation des extremums des creux en fonction de l'augmentation de L_i. 119

Figure 3.14 Dérivée première dans l'échelle logarithmique temporelle appliquée sur les données de relaxation du courant I_d obtenues, à T = 25°C, pour différentes distances L_i, avec les échantillons : (a) D1, (b) $B3_c$ et (c) C1. La ligne en pointillé présente la variation des extremums des creux en fonction de l'augmentation de L_i. 119

Figure 3.15 Dérivée première dans l'échelle logarithmique temporelle appliquée sur les données des résistance calculées (R_T la résistance totale, R_{SH} la résistance du canal et R_C la résistance du contact), à T = 25 °C, pour L_i = 8 et 32 µm, avec l'échantillon A2. 120

Figure 3.16 Dérivée première dans l'échelle logarithmique temporelle appliquée sur les données des résistance calculées (R_T la résistance totale, R_{SH} la résistance du canal et R_C la résistance du contact), à T = 25 °C, pour L_i = 8 et 32 µm, avec les échantillons : (a) D1 et (b) C1. 120

Figure 3.17 Diagramme triangulaire « corner plot » des échantillons postérieurs obtenu à partir de l'estimation des paramètres générés par l'optimisation « Levenberg-Marquardt » avec les données R_C

pour l'échantillon D1 à T = 25 °C. Le long de la diagonale se trouvent des histogrammes de la distribution de probabilité postérieure marginale 1D estimée pour chaque paramètre. Les graphiques hors diagonale sont les histogrammes 2D de la distribution de probabilité postérieure conjointe estimée pour chaque paire de paramètres, qui montrent la corrélation entre les paires de paramètres. Les lignes bleues horizontales et verticales indiquent les valeurs utilisées pour simuler les données. 124

Figure 3.18 Diagramme triangulaire « corner plot » des échantillons postérieurs obtenu à partir de l'estimation des paramètres générés par l'optimisation « Nelder-Mead» avec les données R_{SH} pour l'échantillon D1 à T = 25 °C. Le long de la diagonale se trouvent des histogrammes de la distribution de probabilité postérieure marginale 1D estimée pour chaque paramètre. Les graphiques hors diagonale sont les histogrammes 2D de la distribution de probabilité postérieure conjointe estimée pour chaque paire de paramètres, qui montrent la corrélation entre les paires de paramètres. Les lignes bleues horizontales et verticales indiquent les valeurs utilisées pour simuler les données. 125

Figure 3.19 Spectre des sommes cumulatives des amplitudes en fonction des constantes de temps extraites à l'aide de la méthode de la régularisation de Tikhonov, appliquée sur des données du vecteur $R_T(t)$, avec l'échantillon B4 pour L_i = 40 µm (figures du haut). Tracé d'Arrhenius obtenu avec deux sélections de constantes de temps différentes (figures du bas). Les τ_i sélectionnées sont épaissis sur le spectre..... 127

Figure 3.20 Exemples de tracés d'Arrhenius avec les énergies d'activation E_a, les sections de capture σ_n et leurs erreurs relatives, extraites suite à l'application de la méthode de la régularisation de Tikhonov (CONTIN) sur les données des vecteurs $R_C(t)$, $R_{SH}(t)$ et $R_T(t)$, à différentes températures, pour les échantillons : (a) A1, (b) D1, (c) B3 et (d) B4. 128

Figure 3.21 Correspondance des couples (E_a, σ_n) pour les résistances $R_C(t)$, $R_{SH}(t)$ et $R_T(t)$, dans les échantillons A1, D1, B3 et B4. 129

Figure 3.22 Dérivée première dans l'échelle logarithmique temporelle appliquée sur les données de relaxation du courant I_d obtenues avec : (a) stimulation électrique « back-bias » et (b) stimulation optique ; pour différents échantillons, à T = 25 °C et pour L_i = 8 µm..... 131

Liste des tableaux

Tableau 1.1 Comparaison des propriétés électriques des semi-conducteurs conventionnels et grand gap à 300 K [7]. 12

Tableau 2.1 Récapitulatif des options technologiques (procédés d'épitaxie et procédés de fabrication) utilisées pour chaque groupe d'échantillons étudiés. 56

Tableau 2.2 Valeurs des résistances de contact obtenues à partir des caractéristiques R (L) des quatre options technologiques. La colonne de droite montre le rapport entre les variations des deux résistances de contact et la résistance totale. 89

Tableau 3.1 Valeurs des constantes de temps obtenues à partir de l'ajustement mono-exponentiel pour l'échantillon A1, à différentes températures et distances L_i. 103

Tableau 3.2 Comparaison des différentes méthodes utilisées, en termes d'efficacité d'optimisation, temps de calcul, sensibilité au bruit des mesures, dépendance des conditions initiales ainsi que du nombre de paramètres à saisir. 113

Introduction Générale

L'évolution vers un système énergétique plus efficace, plus respectueux de notre planète Terre et plus durable, est une idée résumée par l'expression « transition énergétique ». On désigne par cette dernière la transition des carburants fossiles et nucléaires vers les énergies renouvelables, la réduction de notre consommation, l'adéquation de la demande énergétique à l'offre et l'efficacité énergétique. Cependant, une question se pose : comment mettre en place cette transition ?

L'énergie électrique, qui est une énergie inépuisable et non polluante, est la réponse idéale à cette question, mais l'énergie est confrontée à des contraintes de production, de stockage et de rendement. Ces contraintes font intervenir le secteur de l'électronique de puissance pour développer des solutions permettant la gestion et la conversion de l'énergie électrique.

Au cours des dernières années, les changements technologiques ont eu une grande influence sur le domaine de l'électronique de puissance dans différents secteurs : l'automobile, les énergies renouvelables et les applications spatiales. Ce changement exige des convertisseurs de puissance hautement efficaces, basés sur des interrupteurs présentant des performances élevées en commutation (vitesse de commutation élevée) et en conduction (faible résistance à l'état passant $R_{ds\text{-}ON}$), à haute puissance et haute fréquence. Par conséquent, au cours de la prochaine décennie, l'électronique de puissance nécessitera une nouvelle génération de dispositifs à semi-conducteurs plus efficaces, plus compacts et moins coûteux.

Pendant longtemps, les dispositifs à base de silicium ont dominé l'électronique de puissance. Ce matériau de référence se heurte désormais à des limites de performances fondamentales en termes de température maximale de fonctionnement, tension de claquage, densité de courant, montée en fréquence, vitesse de commutation et miniaturisation des circuits, d'où l'intérêt d'autres matériaux prometteurs qui présentent des performances bien supérieures à celles du silicium.

Parmi les semi-conducteurs qui répondent à ces exigences, on trouve les composés III-V à large bande interdite. Ils permettent de réaliser un saut technologique grâce à leurs propriétés physiques : champ électrique de claquage élevé, haute vitesse de saturation, mobilité électronique importante et température de fonctionnement élevée. Le nitrure de gallium (GaN),

l'un de ces matériaux III-V, permet grâce à ces propriétés physiques, de répondre aux exigences de fabrication des convertisseurs de puissance.

À leur tour, les convertisseurs de puissance doivent fonctionner à haute température, fournir une grande densité de puissance et présenter une fiabilité et un rendement élevés. Le transistor à haute mobilité électronique (HEMT), à hétérostructure AlGaN / GaN, est l'un des composants de puissance qui contribue aujourd'hui à l'innovation de la technologie de conversion de puissance. En effet, la structure de ce transistor permet une mobilité élevée des électrons du canal 2DEG, qui est constitué du puits quantique formé à l'hétéro-interface AlGaN / GaN.

Bien que les transistors HEMTs AlGaN / GaN offrent un meilleur compromis puissance / fréquence, différents problèmes sont à l'origine de la limitation des performances et de la durée de vie de ces dispositifs par rapport à ce qui a été prédit théoriquement. Ces problèmes sont dus essentiellement à la présence de défauts profonds dans les différentes couches constituantes du composant (pièges à la surface et/ou dans les couches semi-conductrices). Les transistors de puissance souffrent de ces défauts qui sont responsables des nombreux problèmes lors de la commutation, tels que la dégradation et l'instabilité de la résistance à l'état passant $R_{ds\text{-}ON}$. Les mêmes phénomènes se manifestent par un effondrement de courant (« current collapse ») pour les dispositifs radiofréquence (RF).

La fiabilité est un aspect extrêmement critique pour assurer la viabilité de ces composants à base de GaN, améliorer leurs performances et rendre possible leur utilisation à large échelle. La présente thèse s'inscrit précisément dans cette thématique à laquelle elle entend apporter une contribution. Les travaux de cette thèse sont divisés en trois chapitres.

Dans le premier chapitre, nous traitons les matériaux III-V d'une manière générale, et le nitrure de gallium plus particulièrement, en comparant leurs propriétés avec celles du silicium. Nous rappelons par la suite les différentes couches du transistor HEMT à base de l'hétérojonction AlGaN/GaN et son principe de fonctionnement. La problématique de dégradation des performances des HEMTs GaN sera ensuite abordée. Nous développons les phénomènes limitatifs présents dans ces dispositifs : le phénomène d'auto-échauffement, l'effet des divers types de pièges ainsi que l'effet du dopage carbone. Différentes méthodes nécessaires pour analyser le dysfonctionnement d'un composant HEMT AlGaN/GaN seront exposées à la fin de ce premier chapitre.

Le deuxième chapitre sera consacré à la caractérisation des pièges induits par des défauts pouvant exister dans les différentes couches de la structure. Ces pièges rendent les caractéristiques électriques des HEMTs très sensibles à toute modification des conditions qui leur sont appliquées (champ électrique, température), d'où le besoin de bien maîtriser ces conditions pour obtenir des mesures exploitables. Trois méthodes de caractérisation de défauts, réalisées sur des structures TLM issues de quatre lots technologiques différents, seront proposées et détaillées dans ce chapitre. Elles seront basées sur une technique de mesure mise en place dans le but d'obtenir des résultats fiables et reproductibles. Ces méthodes traitent la relaxation du courant de drain dans le domaine temporel. Le but des deux premières, qui sont des méthodes électriques, est de stimuler les défauts présents en dessous du canal 2DEG, alors que la troisième méthode est une méthode optique dans laquelle le dispositif sous test est illuminé par une source lumineuse dont l'énergie des photons correspondante est choisie afin qu'elle n'affecte que les pièges présents dans les matériaux. La contribution de la région de contact, en plus de celle de la région du 2DEG, sur la dynamique de la résistance à l'état passant $R_{ds\text{-}ON}$, sera aussi étudiée.

Le traitement numérique des mesures de relaxation du courant en fonction du temps fera l'objectif du troisième chapitre, afin d'étudier certains mécanismes de piégeage / dépiégeage. L'analyse des données temporelles correspond essentiellement à la décomposition en somme d'exponentielles. Ceci est un problème difficile qui a été étudié et utilisé depuis de nombreuses années dans divers domaines scientifiques. Plusieurs méthodes d'analyse multi-exponentielle seront appliquées sur des modèles électriques différents, dans le but de séparer et calculer les différentes constantes de temps. Ces dernières seront extraites par des mesures réalisées à plusieurs températures, afin de déterminer les énergies d'activation des pièges correspondants.

1 État de l’art et bibliographie : le nitrure de gallium pour les HEMTs de puissance

1.1 Introduction

L'électronique de puissance est un des éléments clés pour contrôler le flux d'énergie électrique d'une source à une charge. La gestion de cette énergie nécessite des composants fonctionnant à forte puissance, haute fréquence, haute température et présentant de faibles pertes en conduction et en commutation. Les dispositifs de commutation doivent être performants, notamment en termes d'efficacité et de fiabilité. Cependant, l'amélioration des transistors de puissance basés sur du silicium atteint ses limites. En fait, les propriétés physiques de ce matériau limitent les performances des dispositifs de puissance en termes de température maximale d'opération, de tension de claquage, de résistance à l'état passant R_{ds-ON} et de vitesse de commutation.

Les semi-conducteurs à large bande interdite permettent de réaliser un nouveau saut technologique grâce à leurs propriétés physiques : champ électrique de claquage élevé, haute vitesse de saturation et une bonne conductivité thermique. Parmi ces matériaux, on trouve le nitrure de gallium (GaN) qui permet de répondre au cahier des charges exigeant du marché de l'électronique de puissance. De plus, un avantage du GaN réside dans la possibilité de réaliser des transistors HEMTs à partir de l'hétérostructure AlGaN/GaN. Malgré l'expansion rapide de ces transistors et leur commercialisation, les performances attendues de ces composants sont encore limitées, entre autres, par des problèmes de fiabilité. Ces problèmes sont dus à la présence de défauts profonds dans la bande interdite (pièges à la surface et/ou à l'interface des couches semi-conductrices). Ces défauts contribuent à des problèmes lors de leur commutation tels que la dégradation de résistance dynamique à l'état passant R_{ds-ON} pour les interrupteurs de puissance, qui correspond à l'effondrement de courant (« current collapse ») pour les dispositifs RF. Ces limitations exigent donc un effort d'analyse et de compréhension en se basant sur différents types de caractérisations.

Dans ce chapitre, nous allons présenter en premier lieu un aperçu sur les interrupteurs de puissance ainsi que les propriétés du silicium pour les applications de puissance, que nous allons comparer avec celles des matériaux à large bande interdite, en particulier le nitrure de gallium. Nous évoquerons également les différentes couches et le principe de fonctionnement du transistor HEMT à base de l'hétérojonction AlGaN/GaN.

Nous développerons par la suite la problématique de dégradation des performances des HEMTs GaN. Les effets mémoires limitatifs présents dans ces dispositifs seront détaillés ainsi

que le phénomène d'auto-échauffement, l'effet des divers types de pièges et l'effet du dopage carbone. Enfin, nous présenterons quelques méthodes utilisées pour la caractérisation des défauts dans un semi-conducteur.

1.2 Contexte : l'électronique de puissance

L'électronique de puissance est la base du traitement de l'énergie électrique. Elle permet de transformer l'énergie électrique disponible sous une forme donnée (continue, alternative, basse ou haute tension ...) en une autre. Par exemple, lorsqu'on désire alimenter les moteurs synchrones triphasés de traction d'un métro à partir du rail alimenté en continu, on doit convertir la tension continue du rail en un système triphasé de tensions alternatives d'amplitude et de fréquence variables [1]. Le transfert de cette énergie électrique de la source à la charge peut être contrôlé par des convertisseurs statiques (tels qu'un rhéostat ou un commutateur).

1.2.1 Interrupteurs de puissance

On distingue deux types d'éléments constituant les convertisseurs statiques : les composants passifs (condensateur et inductance) ; les composants actifs à semi-conducteur (interrupteurs : diodes, thyristors, transistors bipolaires, IGBTs, MOSFETs).

Dans un circuit électrique, un interrupteur autorise/stoppe le passage du courant. Il bascule entre deux états stables dits états statiques :

- état " passant " (ON), où le courant peut circuler ;

- état " bloqué " (OFF), où le courant est stoppé.

1.2.1.1 L'interrupteur idéal

L'interrupteur de puissance est l'élément clé du convertisseur de puissance. C'est la raison pour laquelle il est toujours souhaitable que les interrupteurs de puissance fonctionnent

aussi près que possible du cas idéal. Pour qu'un dispositif fonctionne comme un commutateur idéal, il doit présenter les caractéristiques suivantes :

- aucune limite par rapport à la quantité de courant qu'il peut transporter lorsqu'il est à l'état passant ;

- aucune limite sur le niveau de tension lorsqu'il est à l'état bloqué ;

- zéro chute de tension à l'état passant ;

- résistance infinie à l'état bloqué ;

- temps de montée et de descente nuls pendant les périodes de commutation ;

- zéro dissipation d'énergie en conduction, ce qui donne un rendement de 100% ;

- il n'utilise pas d'énergie pour changer d'état (commutation passant/bloqué et vice versa) ;

- il est très fiable ;

- il est petit en taille et en masse [2].

1.2.1.2 *L'interrupteur réel*

Lors de la commutation et de la conduction d'un commutateur réel, on observe les aspects suivants :

- le courant de conduction est limité lorsque le commutateur est à l'état ON ;

- la tension de blocage est limitée lorsque le commutateur est à l'état OFF ;

- la vitesse de commutation est réduite suite à plusieurs heures d'utilisation (vieillissement) ;

- la chute de tension directe à l'état passant est différente de zéro ;

- un certain niveau de courant de fuite existe lorsque le composant est bloqué ;

- le commutateur subit des pertes de puissance dans les états ON et OFF (pertes de conduction) et durant les transitions (pertes de commutation) [3].

1.2.1.3 Le silicium pour les applications de puissance

Le silicium est actuellement le matériau semi-conducteur le plus utilisé pour la fabrication de composants électroniques. Les composants de puissance sont classés sous plusieurs catégories :

- interrupteurs unidirectionnels en courant et en tension (ils conduisent le courant dans un seul sens, comme la diode) ;

- interrupteurs bidirectionnels en courant et en tension (ils conduisent le courant dans les deux sens et supportent des tensions négatives et positives, comme le triac) ;

- interrupteurs bidirectionnels en tension et unidirectionnels en courant (ils conduisent le courant dans un sens et supportent des tensions positives et négatives, comme l'IGBT) ;

- interrupteurs unidirectionnels en tension et bidirectionnels en courant (ils conduisent le courant dans les deux sens et supportent des tensions positives ou négatives comme le thyristor dual) [4].

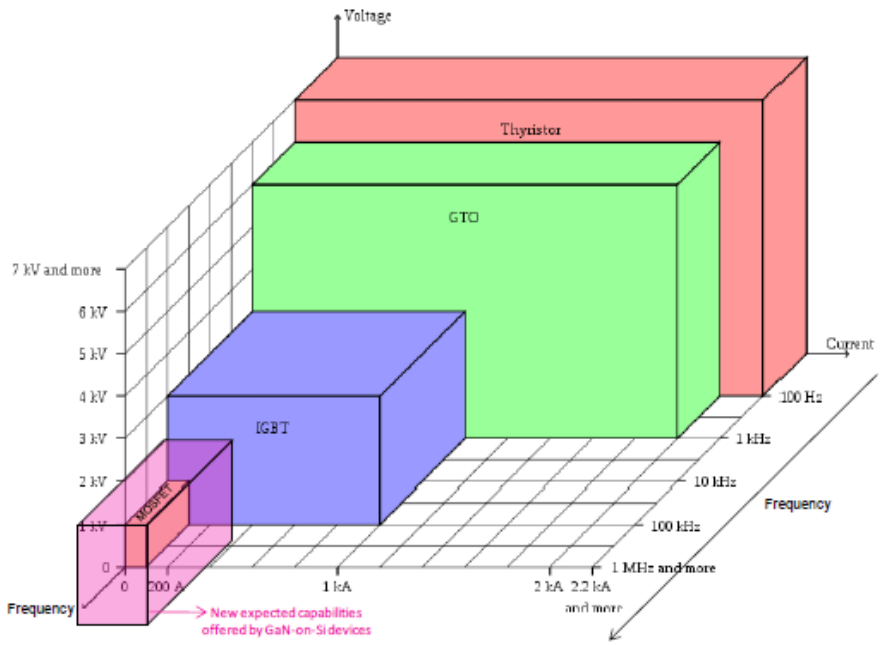


Figure 1.1 Domaines d'utilisation des interrupteurs de puissance en silicium [5].

La représente le compromis en trois dimensions : tension de blocage, fréquence de commutation et capacité en courant à l’état passant pour les différents interrupteurs en silicium. Jusqu’à présent, aucun de ces interrupteurs de puissance à base de silicium ne satisfait toutes les exigences d’un commutateur idéal. Bien que ces dispositifs aient constamment évolué pour repousser leurs limites, ils ont atteint un maximum de performances en raison des contraintes matérielles du silicium.

Les exigences de rendement et de coût de l'industrie de l'électronique de puissance, qui ne cessent d’augmenter, ont poussé l’industrie à rechercher d’autres matériaux qui pourraient permettre d’atteindre les performances souhaitées. La recherche d'une solution aux limitations du silicium a conduit les chercheurs à s’intéresser aux matériaux à large bande interdite tels que le carbure de silicium (SiC) et le nitrure de gallium (GaN).

1.2.2 Avantages des matériaux à large bande interdite

La solution la plus efficace pour dépasser les limites du silicium consiste à utiliser d’autres matériaux : les matériaux semi-conducteurs à large bande interdite (grand gap) sont prometteurs pour les composants de puissance destinés à fonctionner à haute tension et haute température. Ces matériaux répondent favorablement au cahier des charges des composants de puissance et offrent beaucoup de potentialités [6].

Le Tableau 1.1 présente les différentes caractéristiques électriques du nitrure de gallium (GaN) et ses propriétés en comparaison avec les semi-conducteurs conventionnels et les autres matériaux grand gap [7].

D’après le Tableau 1.1, on constate que le GaN a un champ électrique critique (ou champ de claquage) E_C important par rapport aux autres semi-conducteurs. Ce champ de claquage important aide à obtenir une tenue en tension plus élevée. La grande mobilité des électrons dans le canal 2DEG (Two dimensional electron gaz), obtenue avec l’hétérostructure AlGaN/GaN, et leur haute vitesse de saturation favorisent les applications haute fréquence.

	Si	AsGa	GaN	SiC-4H	AlN	InN	Diamant
Eg (eV) (Gap)	1,1	1,43	**3,39**	3,26	6,1	0,78	5,5
ε_r (Cste diélectrique)	11,8	11,5	**9,5**	10	9,14	15,3	5,7
Ec (MV/cm) (champ de claquage)	0,3	0,4	**3,3**	2	11,7	X	5,6
n_i (cm^{-3}) (densité de porteurs de charges)	$1{,}5\times10^{10}$	2×10^{6}	**2×10^{-10}**	1×10^{-8}	2×10^{-31}	100	$1{,}6\times10^{-27}$
μ_n (cm^2/V.s) (mobilité électrique)	1350	8000	**900**	720	1100	2700	1900
v_{sat} (10^7 cm/s) (Vitesse de saturation)	1	2	**2,5**	2	1,8	4,2	2,7
K_{300K} (W/cm.K) (Cond. Thermique)	1,15	0,5	**1,4-2,3**	4,5	2	0,45	20
T_{max} (°C)	300	300	**700**	600	X	X	X

Tableau 1.1 Comparaison des propriétés électriques des semi-conducteurs conventionnels et grand gap à 300 K [7].

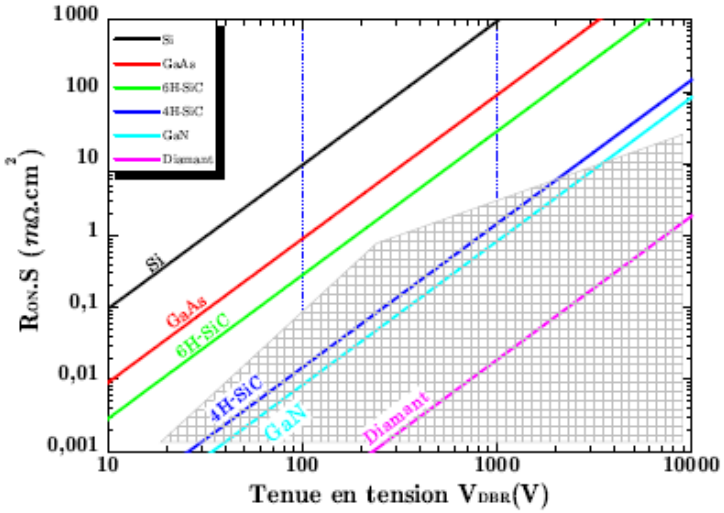


Figure 1.2 Limites théoriques du silicium, de l'arséniure de gallium et des matériaux semi-conducteurs grand gap en terme de compromis "résistance passante spécifique/tenue en tension" [8].

La Figure 1.2 [8] montre clairement la supériorité des matériaux semi-conducteurs grand gap par rapport au silicium en termes de performances statiques, plus précisément en terme de compromis entre résistance à l'état passant et en tenue en tension à l'état bloqué.

1.3 Le nitrure de gallium : historique et propriétés électroniques

1.3.1 Historique de la technologie nitrure de gallium

Le nitrure de gallium a été découvert dès le début du XXe siècle. En 1938, Juza et hahn synthétisèrent pour la première fois du GaN en faisant passer de l'ammoniac (NH_3) sur du gallium liquide (Ga) à des hautes températures [9]. En 1986, Amano a utilisé l'épitaxie en phase vapeur-métal (MOVPE) pour montrer la croissance de films en GaN sur un substrat de saphir par l'intermédiaire d'une couche de nucléation d'AlN [10]. La première couche GaN conductrice de type p a été fabriquée par le même chercheur trois ans plus tard [11]. En 1991, Asif Khan a observé, pour la première fois, la formation spontanée d'un gaz d'électrons (2DEG) dans l'hétérostructure AlGaN/GaN [12]. Ensuite, le premier transistor à haute mobilité électronique (HEMT) à base d'une hétérostructure AlGaN / GaN a été démontré par ce dernier chercheur en 1993 [13]. La même année a vu la naissance de la première LED bleue à base du GaN [14].

1.3.2 Les propriétés du nitrure de gallium

Le nitrure de gallium est un matériau semi-conducteur constitué de gallium (Ga : élément de la colonne III du tableau périodique) et d'azote (N : élément de la colonne V). Par conséquent, le GaN fait partie de la famille dite des semi-conducteurs III-V et plus spécialement des nitrures III-N.

1.3.2.1 Propriétés cristallographiques

On trouve le nitrure de gallium sous trois arrangements cristallographiques : le Wurtzite, le Zinc Blende, et le Sel gemme [15]. Du point de vue thermodynamique, la forme cristallographique hexagonale la plus stable que peut prendre le GaN est la structure de Wurtzite (représentée sur la Figure 1.3 [16]).

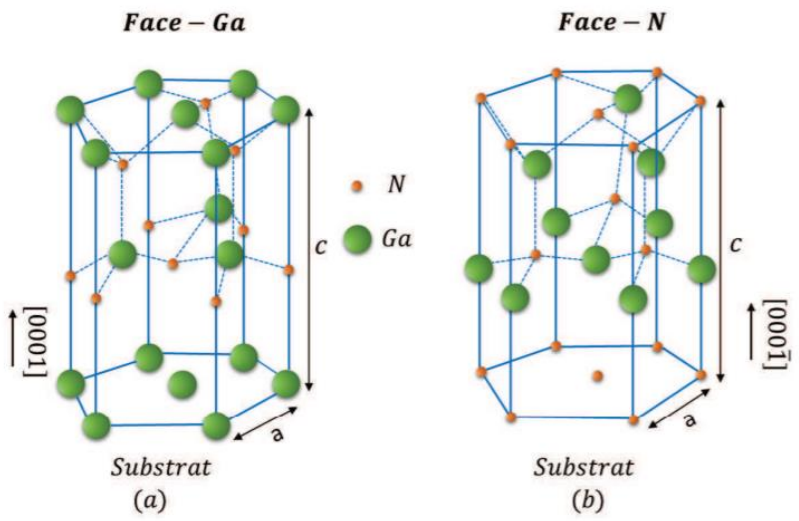


Figure 1.3 Polarité des couches de GaN de type wurtzite ; (a) face Ga ; (b) face N [16].

Dans cette structure, les atomes Ga et N sont décalés suivant l'axe c qui correspond à la direction d'empilement des bicouches élémentaires. Suivant le genre d'atomes déposés en dernier lieu, on distingue deux types de film : le GaN à face gallium (face-Ga) et le GaN à face azote (face-N). Étant donné que l'azote a une électronégativité supérieure à celle du gallium, les atomes de Ga et de N ont respectivement des caractéristiques ioniques et cationiques, ce qui crée une polarisation électrique appelée polarisation spontanée [17].

1.3.2.2 Hauteur de la bande interdite

Par définition, la bande interdite représente l'énergie qui doit être fournie à un porteur de la bande de valence pour passer dans la bande de conduction et participer au passage d'un courant. La hauteur de bande interdite (E_g) confère au GaN plusieurs avantages :

- Elle détermine le champ électrique à partir duquel intervient le claquage. La hauteur de barrière est fonction du champ de claquage (E_c) : $E_c \propto E_g^{3/2}$.

- Elle a un impact direct sur la densité de porteurs dans le canal et donc sur les densités de courant.

- Elle permet de limiter les courants de fuite dans les composants grâce à une densité de porteurs intrinsèques qui reste faible même à haute température [18].

- Elle est inversement proportionnelle au paramètre de maille, ce qui offre au matériau une stabilité chimique et thermique grâce à une grande énergie de cohésion entre les cristaux [19].

1.3.2.3 Champ de claquage

Le champ de claquage, ou champ électrique critique, détermine la tension maximale que peut supporter un composant. Les largeurs des bandes interdites du nitrure de gallium et du nitrure d'aluminium AlN (un autre semi-conducteur de la même famille des matériaux III-V pour développer des composants performants), qui sont respectivement de 3,6 eV et 6,2 eV, entraînent des champs électriques critiques de 3,3 MV/cm pour le GaN et de 11 MV/cm pour l'AlN.

1.3.2.4 Conductivité thermique

La puissance dissipée lors du fonctionnement d'un composant nécessite une capacité à évacuer la chaleur ; cette capacité est traduite par la conductivité thermique d'un matériau. La puissance dissipée dans un transistor provoque une augmentation de la température du composant qui induit une chute de la mobilité des électrons et une diminution des performances. Grâce à une bonne conductivité thermique équivalente à celle du silicium, le GaN permet une bonne évacuation de cette puissance dissipée [20].

1.3.2.5 Mobilité des porteurs

À l'équilibre thermodynamique et sous l'effet de l'agitation thermique, les électrons se déplacent de manière aléatoire dans le cristal (en l'absence d'une excitation extérieure). Aucun déplacement cohérent de charges n'existe car la somme vectorielle des vitesses des porteurs est nulle. Par contre, l'application d'un champ électrique externe donne aux porteurs de charges libres une énergie suffisante pour que leur vitesse moyenne soit proportionnelle au champ appliqué. Ainsi, en présence de ce champ externe, les porteurs se déplacent sans interaction

avec le réseau cristallin pendant un temps T correspondant au libre parcours moyen. La mobilité est liée à ce libre parcours sans choc dans le semi-conducteur. De plus, la modification de cette mobilité des porteurs est entraînée par toute modification du réseau cristallin. Une réduction de la mobilité d'électrons entraine une augmentation de la résistance à l'état passant $R_{ds\text{-}ON}$, et donc une augmentation des pertes et une diminution de gain dans le transistor [20].

1.4 Le transistor à haute mobilité électronique HEMT

L'interrupteur de puissance en GaN le plus connu est le HEMT (High Electron Mobility Transistor). Il est une "variante" du MESFET avec une différence résumée par le fait que le HEMT utilise une hétérojonction, c'est-à-dire une jonction entre deux matériaux ayant des gaps différents. Son avantage réside dans sa très grande conductivité pour faire passer les électrons constituant le courant « drain - source » dans un semi-conducteur peu dopé. Ceci permet également de diminuer le temps de transit et donc augmenter les performances en fréquence.

1.4.1 Présentation du HEMT en GaN :

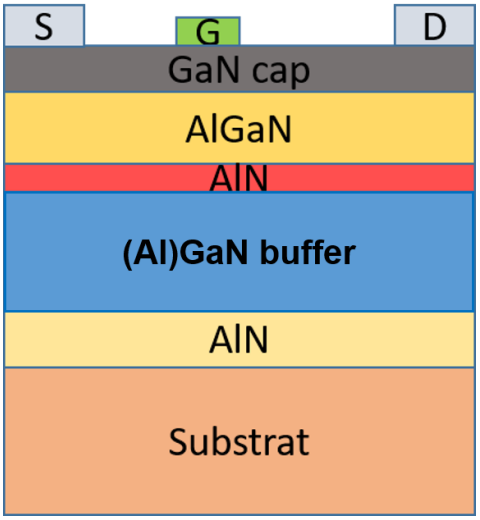


Figure 1.4 Schéma représentatif de la structure HEMT AlGaN/GaN.

La Figure 1.4 montre une coupe transversale de HEMT AlGaN/GaN. Semblable à un FET traditionnel, il comprend les contacts ohmiques de drain et de source et une grille à barrière Schottky. En plus des contacts, la structure du HEMT AlGaN/GaN est basée sur plusieurs couches juxtaposées les unes sur les autres :

- le substrat : il sert de base au procédé de croissance épitaxiale. En effet, les HEMTs GaN sont généralement épitaxiés sur du silicium, du saphir ou du carbure de silicium. Pour un faible désaccord de maille avec les couches actives, le substrat garantit une bonne adhérence et minimise les contraintes mécaniques. En outre, il permet d'assurer une meilleure isolation électrique [21].

- la couche de nucléation AlN : c'est une couche intermédiaire entre la couche de GaN et le substrat. Elle permet de réduire la contrainte en tension « tensile strain » du GaN due à la désadaptation du réseau qui favorise la formation des fissures [22].

- la couche tampon ((Al)GaN buffer) : la qualité cristalline de cette couche (épaisseur de 0,5 à 4 µm) est déterminante pour moins de piégeages et pour un meilleur confinement des porteurs, notamment à cause des pièges et des niveaux profonds qui dégradent les performances du composant. Cette couche permet d'optimiser les contraintes mécaniques liées au désaccord de maille. Elle se termine par un gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) dans sa partie supérieure (à l'interface avec la barrière AlGaN), sur une épaisseur de quelques nanomètres.

- la couche d'AlN (« spacer ») : cette fine couche à l'interface de l'hétérostructure AlGaN/GaN contribue à l'amélioration de la morphologie de l'interface AlGaN/GaN et facilite le transit des électrons dans le canal. Elle améliore légèrement la densité du 2DEG et a une influence plus importante sur la mobilité, qui permet de diminuer la résistance à l'état passant [23].

- la barrière AlGaN : c'est une couche non intentionnellement dopée formée par le matériau $Al_xGa_{1-x}N$ à large bande interdite, où x est la fraction molaire de l'aluminium. Cette couche forme un contact Schottky avec le métal de grille. Les caractéristiques de cette couche, telles que son épaisseur (3 à 30 nm) et sa composition, sont très critiques pour les performances de la structure HEMT qui en résulte.

- le cap en GaN : il permet de protéger la couche active d'AlGaN en empêchant son oxydation. La finesse de l'épaisseur de cette couche permet de réduire la résistance de contact et donc la résistance d'accès [24] (section 2.4.2). Des études ont montré que la présence de la

couche cap GaN dans les hétérostructures AlGaN/GaN diminue la densité de 2DEG mais augmente la mobilité des électrons [25].

1.4.2 Effet de polarisation

L'arrangement Wurtzite, le plus utilisé pour la fabrication des composants HEMTs, possède des propriétés de polarisations spontanée et piézoélectrique.

1.4.2.1 Polarisation spontanée

La polarisation spontanée est une polarisation macroscopique non nulle ; elle existe dans le GaN de type wurtzite. Cette polarisation résulte de la non-concordance des barycentres de charges positives et négatives. Puisque l'électronégativité de l'azote est plus importante que celle du gallium, les électrons de la bande de valence sont plus attirés par l'azote que par le gallium. Un moment dipolaire est ainsi créé par chaque liaison Ga-N.

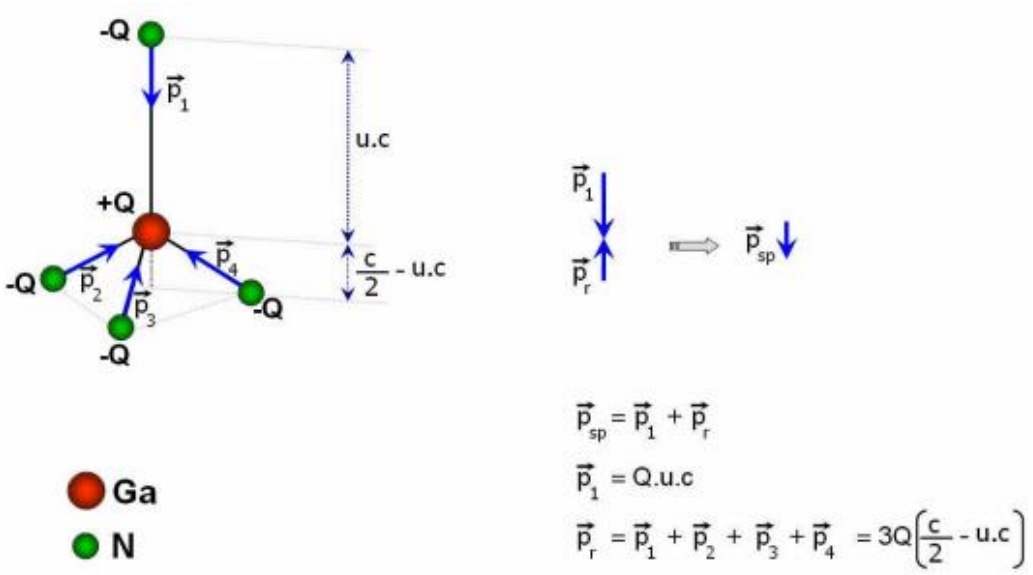


Figure 1.5 Polarisation spontanée dans une structure GaN wurtzite [26].

La [26] présente comment chaque moment dipolaire se constitue autour d'un atome de gallium. Cette attraction entraîne la déformation de la structure tétraédrique et le rapport des paramètres de maille (c/a) devient plus faible que la valeur attendue ($c/a = 1{,}633 < \sqrt{8/3}$) [27]. La somme vectorielle des moments dipolaires $\overrightarrow{P_2}$, $\overrightarrow{P_3}$ et $\overrightarrow{P_4}$ forme un moment dipolaire $\overrightarrow{P_r}$ parallèle à l'axe c, c'est-à-dire parallèle au moment dipolaire $\overrightarrow{P_1}$ mais de sens opposé. Ces dipôles élémentaires s'ajoutent pour donner dans la structure une polarisation spontanée macroscopique du matériau.

1.4.2.2 Polarisation piézoélectrique

Lorsqu'une contrainte est appliquée au réseau cristallin, les paramètres du réseau idéal c_0 et a_0 de la structure cristalline changent. Dans la structure AlGaN/GaN, la contrainte mécanique résultant du désaccord de maille AlGaN/GaN induit un champ électrique d'environ 2 MV/cm [28]. Cette polarisation supplémentaire dans les cristaux de nitrure III est appelée polarisation piézoélectrique [29].

La somme vectorielle entre les deux types de polarisation dans l'hétérostructure AlGaN/GaN entraîne l'apparition de charges fixes positives à l'interface côté AlGaN, comme le montre la Figure 1.6.

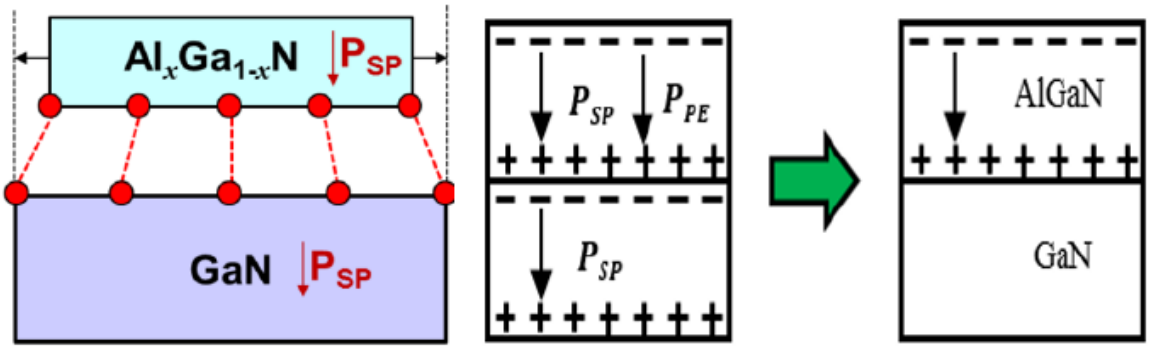


Figure 1.6 Orientation des effets de polarisations dans un HEMT AlGaN/GaN [30].

1.4.3 Hétérostructure AlGaN/GaN et gaz bidimensionnel d'électrons

L'avantage des deux types de polarisation est la possibilité de créer un gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) de très forte densité et à mobilité élevée à l'interface d'une hétérostructure AlGaN/GaN.

La mise en contact de matériaux à largeurs de bande interdite différentes crée une discontinuité des énergies de bandes de valence et de conduction. Dans le cas de l'hétérostructure AlGaN/GaN, la différence de gaps est grande, ce qui donne naissance à un puit de potentiel situé du côté du matériau à faible gap (le GaN appelé « canal »), dans lequel les électrons sont confinés (Figure 1.7).

D'après Ibbetson et son équipe, pour une barrière AlGaN non dopée, ce sont les états de surface de type donneurs situés à l'interface de la barrière AlGaN qui constituent la source d'électrons du 2DEG [31]. Les électrons sont donc confinés à l'interface et peuvent avoir plusieurs sources (des défauts intrinsèques, des impuretés dans les couches GaN et AlGaN ou des états de surface de type donneurs [32], [33]) (plus d'explications seront données dans la section 1.5.1.2).

Il est à noter que la densité d'électrons dans le gaz 2D dépend également de l'état de contrainte des couches, du taux d'aluminium et de l'épaisseur de la couche AlGaN (appelée « barrière »).

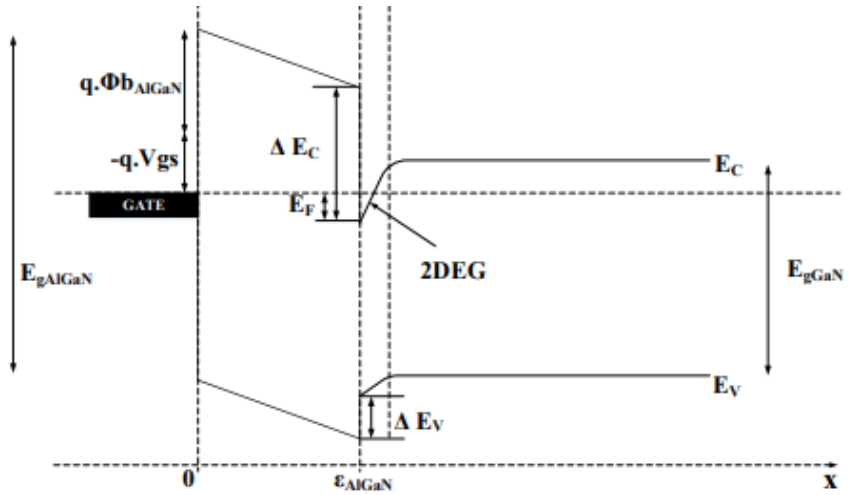


Figure 1.7 Diagramme de bandes de l'hétérostructure AlGaN/GaN [34].

1.5 Fiabilité des composants HEMTs en GaN

Les composants à base de nitrure de gallium (GaN) ont démontré leur potentiel dans l'électronique de puissance que ce soit du point de vue performances ou compétitivité économique. Cependant, cette nouvelle technologie n'est qu'à l'aube de son développement et requiert des efforts importants pour acquérir une maturité comparable à celle du silicium. En effet, le silicium a bénéficié d'un effort d'une cinquantaine d'années de recherche pour atteindre son niveau actuel de maturité et bénéficie encore aujourd'hui d'efforts globalement considérables, bien supérieurs à ceux du GaN.

Parmi les nombreux domaines d'études, la fiabilité est un aspect extrêmement critique pour assurer la viabilité de cette technologie et rendre possible son utilisation pratique à large échelle. La compréhension de la dégradation et des défaillances dans les dispositifs HEMT à base de GaN est limitée par plusieurs facteurs : la combinaison de plusieurs matériaux, la géométrie complexe des dispositifs et de nombreux mécanismes de dégradation potentiels [35]. Ces mécanismes intervenant dans la fiabilité des transistors HEMT sont présentés dans la Figure 1.8.

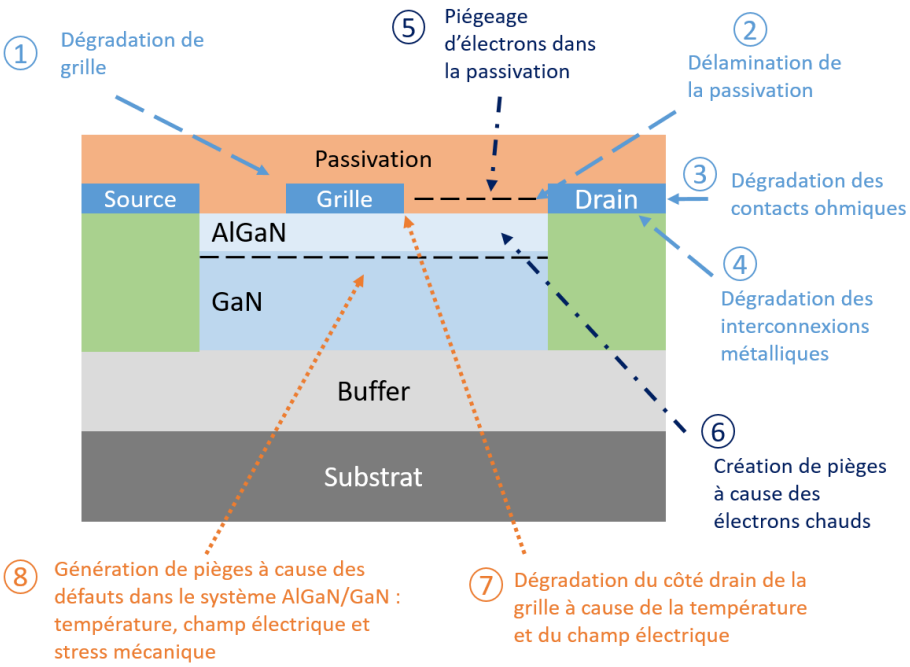


Figure 1.8 Coupe transversale d'un HEMT AlGaN / GaN montrant les principaux mécanismes de défaillance [35].

Les mécanismes de défaillance identifiés en bleu clair (1, 2, 3 et 4) se rapportent à des mécanismes de dégradation activés thermiquement. Ceux en bleu foncé (5 et 6) sont liés à la présence d'électrons chauds qui sont communs à tous les transistors à effet de champ soumis à un fort champ électrique. Enfin, les mécanismes de défaillance identifiés en orange (7 et 8) sont propres aux dispositifs GaN en raison de la nature polaire et piézoélectrique de ce matériau semi-conducteur et de la forte densité de défauts.

1.5.1 Effets des pièges

Les pièges sont des emplacements quelconques dans un semi-conducteur qui affectent le mouvement des porteurs. Ils peuvent être en grande partie la conséquence des différents types d'imperfections cristallines présents dans l'épitaxie (telles que des impuretés dans le réseau cristallin, des dislocations, des liaisons pendantes aux interfaces liées aux mésappariements de réseau cristallin entre couches). Ces pièges se présentent sous forme des niveaux d'énergie liés à l'absence d'électron/trou dans une structure cristalline et présents dans la bande interdite des semi-conducteurs (on appelle énergie d'activation le niveau d'un piège par rapport à la bande de conduction ou de valence, selon les conventions).

Il existe deux types de pièges : les donneurs et les accepteurs. Un piège de type donneur peut être positif (lorsqu'il est vide) ou neutre (quand il est peuplé par un électron). Un donneur peuplé peut émettre un électron ou capturer un trou. Un donneur vide peut capturer un électron ou émettre un trou. Un piège de type accepteur peut être négatif (quand il est peuplé par un électron) ou neutre (quand il est vide). Un accepteur peuplé peut émettre un trou ou capturer un électron. Un accepteur vide peut capturer un trou ou émettre un électron.

Les pièges peuvent être classés en fonction de leur niveau d'énergie : (i) les pièges peu profonds dont le niveau d'énergie est proche des bandes de conduction ou de valence, responsables des effets de dopage ; (ii) les pièges à niveau profond dont le niveau d'énergie est profond dans la bande interdite.

La Figure 1.9 présente les différentes interactions entre les porteurs libres (électrons et trous) et les mécanismes de génération/recombinaison pour une transition de niveau profonde vers ou à partir d'une bande (de conduction ou de valence) [36].

Ces pièges peuvent donc capturer ou émettre des charges qui peuvent affecter les performances électriques des HEMTs en GaN. Par exemple, lorsque des électrons sont capturés, le courant de drain peut diminuer en suivant une forme transitoire exponentielle due à la constante de temps (τ) de capture, tandis que ce même courant peut augmenter grâce à des électrons qui sont émis. Le transitoire de courant observé est ainsi caractéristique de la constante de temps d'émission des pièges. Il faut noter que la capture d'un porteur libre par un piège est normalement plus rapide que l'émission [37] (section 1.2.1).

Les constantes de temps des pièges sont fortement dépendantes de la température T et suivent la loi d'Arrhenius (Équation 1-1), qui établit leur relation avec l'énergie d'activation du piège :

Équation *1-1*

$$\frac{1}{\tau} = \sigma_n \gamma_n T^2 e^{-\frac{E_a}{KT}}$$

Où E_a est l'énergie d'activation du piège (en eV), σ_n est la section de capture du piège (en cm^2) et γ_n une constante liée au matériau.

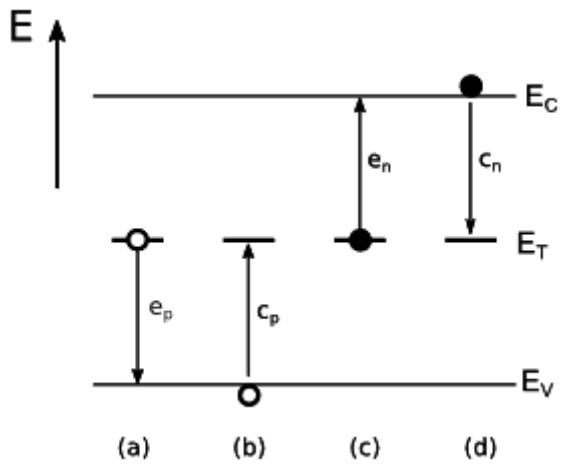


Figure 1.9 Processus de base d'une transition : (a) un électron saute de la bande de valence au niveau piégé (émission de trous), (b) un électron passe du piège occupé à la bande de valence et un trou disparaît (capture de trous), (c) un électron saute du niveau piégé à la bande de conduction (émission d'électrons) et (d) un électron passe de la bande de conduction à un piège inoccupé (capture d'électrons) [36].

Malgré des recherches approfondies sur les phénomènes de piégeage, la physique des défauts actifs n’est pas complètement comprise dans les HEMT en GaN. En vue d’optimiser les performances de ces dispositifs, une connaissance approfondie de l'origine des pièges, de leur emplacement et de leurs mécanismes, est indispensable.

Pour étudier les propriétés des pièges (nature, emplacement dans la structure…), il est nécessaire de déterminer les signatures des pièges en termes d'énergie d'activation et de sections de capture. Ces deux derniers sont les caractéristiques fondamentales d’un centre de piégeage. En comparant les énergies d'activation et les sections de capture avec celles identifiées dans différents dispositifs, on peut comprendre les mécanismes des pièges et déterminer leur emplacement dans un dispositif [36].

L’extraction des constantes de temps d’émission pour deux techniques de stimulation (électrique et optique) et les mesures de la variation transitoire du courant de drain, dont certaines ont été spécifiquement développées dans ces travaux de thèse, seront décrites avec plus de détails dans les chapitres suivants.

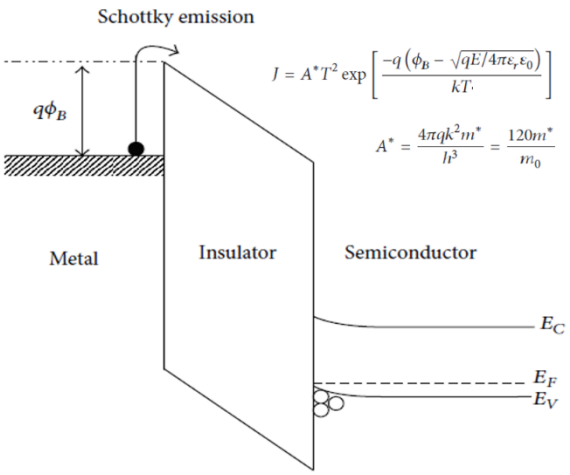
Au sein des HEMTs, deux phénomènes se distinguent tant par leur mécanisme que par leur mode d’activation : il s’agit des phénomènes de « gate-lag » (dégradation du courant de drain avec le temps en raison des pièges de surface et des pièges dans la couche tampon) et de « drain-lag » (dégradation du courant de drain avec le temps, principalement en raison des pièges dans la couche tampon) [38].

1.5.1.1 Mécanismes de conduction dans une barrière métal/isolant/semi-conducteur

Dans cette partie, sont résumés les mécanismes de conduction dans une barrière MIS (Métal/Isolant/Semi-conducteur) et, plus généralement, dans les isolants qui peuvent se trouver dans une structure HEMT en GaN. Chaque mode de conduction est expliqué brièvement avec un diagramme schématique de la bande d’énergie et l'expression de la densité de courant [39].

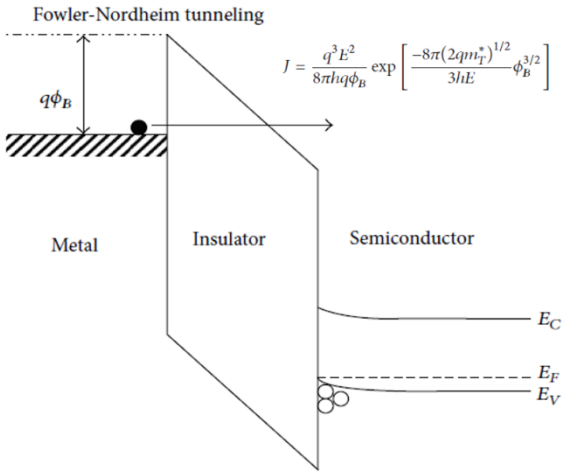
I- Émission Schottky ou thermoïonique :

Les électrons du métal surmontent la barrière d'énergie au niveau de l'interface métal/diélectrique pour atteindre le diélectrique lorsqu'ils ont suffisamment d'énergie thermique.



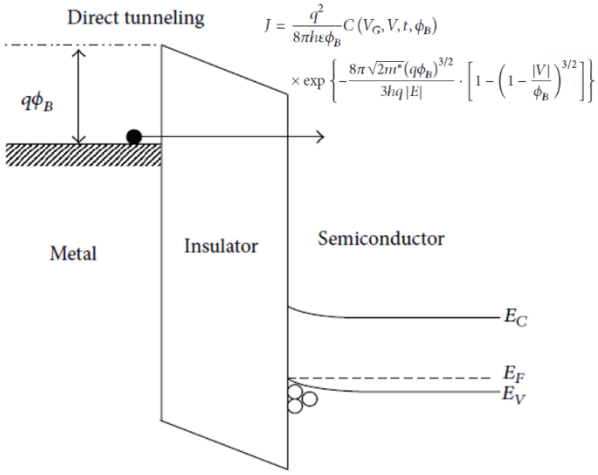
II- Mécanisme « Fowler-Nordheim » (F-N) :

Ce mécanisme est basé sur l'effet tunnel. Il se produit lorsque le champ électrique appliqué est suffisamment important pour que les électrons puissent pénétrer, à travers la barrière de potentiel suffisamment mince, dans la bande de conduction du diélectrique.



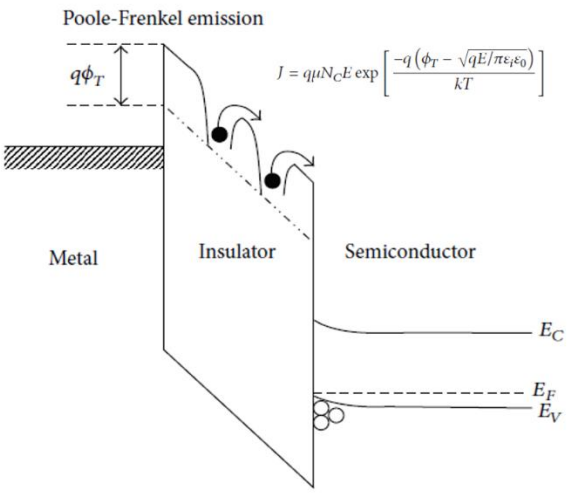
III- Mécanisme « Direct tunneling » :

Lorsque la tension à travers l'oxyde est suffisamment importante, les électrons voient une barrière triangulaire et le passage est dû au mécanisme F-N. D'autre part, si l'épaisseur d'isolant est faible, les électrons voient l'épaisseur totale de l'oxyde et le passage est dû au « Direct tunneling ».



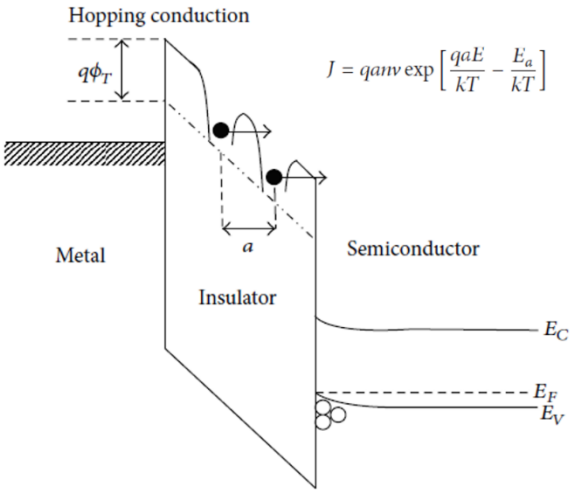
IV- Émission « Poole-Frenkel » (P-F) :

Ce mécanisme de conduction est généralement observé à haute température et à fort champ électrique. L'énergie potentielle d'un électron piégé peut être réduite sous l'effet d'un champ électrique à travers le film diélectrique. Cette réduction augmente la probabilité qu'un électron soit excité thermiquement hors du piège vers la bande de conduction du matériau isolant.



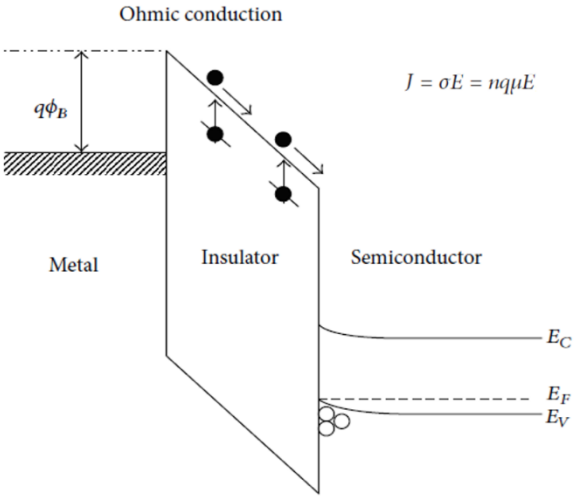
V-Mécanisme « Hopping conduction » :

Ce type de conduction est dû à l'effet tunnel des électrons piégés qui sautent d'un site de piège à un autre dans le matériau isolant. L'énergie thermique des porteurs est inférieure à la hauteur de la barrière entre deux sites de piégeage mais ils peuvent transiter par effet tunnel si la distance entre pièges est faible.



VI-Mécanisme de conduction ohmique :

Cette conduction est due au mouvement des électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence. La densité de courant dépend linéairement du champ électrique. Les électrons peuvent être excités vers la bande de conduction, à partir de la bande de valence ou d'un niveau d'impureté. Ce type de conduction est négligeable dans les isolants mais il peut éventuellement être observé en absence de tout autre mécanisme.



D'autres mécanismes de conduction peuvent exister comme la conduction ionique (« Ionic conduction ») qui est due au mouvement des ions sous l'effet d'un champ électrique appliqué. Ce mouvement peut être par exemple lié à la présence de défauts de réseau dans l'isolant. Les ions peuvent alors traverser la barrière de potentiel en sautant d'un site de piège à un autre [39].

Enfin, le phénomène d'ionisation par impact apparaît lorsque le champ électrique devient très important et peut fournir aux porteurs une énergie très supérieure à l'énergie thermique du réseau. Suite à une collision avec un atome du réseau cristallin, le porteur pourra lui arracher un électron, créant ainsi une paire électron-trou et ionisant cet atome [40]. Dans un semi-conducteur, lors du passage d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction, cela se traduit sous forme d'énergie cinétique [24].

1.5.1.2 Pièges de surface

Comme déjà expliqué précédemment, les effets de polarisations spontanée et piézoélectrique conduisent à des charges de polarité opposées aux surfaces supérieure et inférieure de la couche d'AlGaN. Cependant, ceci n'est pas suffisant pour expliquer la formation du gaz 2DEG dans le canal GaN. Comme le montre Ibbetson, une couche de charges positives à la surface de l'AlGaN doit exister pour qu'un 2DEG soit présent dans le canal GaN. Le même chercheur explique le mécanisme de formation d'états de surface chargés et l'importance de ces états pour la génération du canal 2DEG dans le HEMT AlGaN / GaN [31]. De plus, il a suggéré que les états de type donneur à la surface pourraient être à la fois l'image des charges du canal et de la charge positive compensant la grande charge induite par la polarisation négative à l'interface de l'AlGaN [31].

Pour des faibles épaisseurs de barrière d'AlGaN, le niveau énergétique des pièges donneurs en surface est inférieur au niveau de Fermi, les pièges sont occupés et donc neutres. Pour une épaisseur de barrière critique, le niveau énergétique des pièges de surface atteint le niveau de Fermi et les électrons de ces pièges passent dans le canal grâce au fort champ électrique induit par la polarisation dans l'AlGaN [41]. La Figure 1.10 résume le diagramme de bande, avec le niveau d'énergie des pièges de surface en fonction des épaisseurs de barrière. Au fur et à mesure que les pièges de type donneur sont dépeuplés, ils deviennent chargés positivement, induisant l'augmentation de la densité du 2DEG [42].

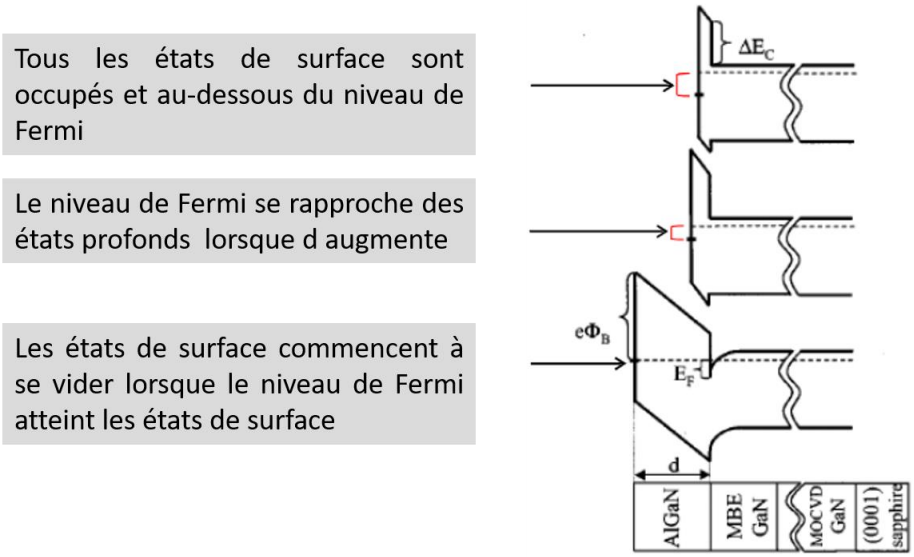


Figure 1.10 Diagramme de bandes schématique montrant l'évolution de la structure de bandes de l'hétérojonction AlGaN / GaN avec une largeur de barrière (AlGaN) croissante [42].

Ces états de surface, qui sont donc à l'origine du 2DEG, peuvent aussi jouer un rôle important dans la limitation des performances du composant. En effet, ces défauts vont capturer des charges négatives, qui seront localisées à l'interface métal /AlGaN ou dans l'espace entre la grille et le drain, par effet tunnel ou par effet « hopping ». Lorsqu'on applique une tension entre le drain et la source, les charges capturées entre la grille et le drain peuvent conduire à la naissance d'un phénomène appelé grille virtuelle. Ces charges négatives agissent comme un métal de grille polarisé négativement. Il existe alors deux grilles à la surface entre la source et le drain (Figure 1.11). Ce phénomène a pour effet de créer une extension de la zone de déplétion, produisant une réduction des charges dans le 2DEG et augmentant la résistance du canal [43].

La quantité d'électrons piégés et donc la réduction de courant de drain dépend des polarisations appliquées et du degré de saturation du dispositif. À des basses fréquences, les électrons piégés sont modulés avec les tensions appliquées et participent au courant du canal 2DEG alors que, pour des hautes fréquences, ces électrons ne peuvent plus suivre les tensions appliquées et produisent donc une diminution du courant du canal. Cette réduction du courant est appelée dispersion du courant induit par les pièges de surface [44] (section 2.3.2).

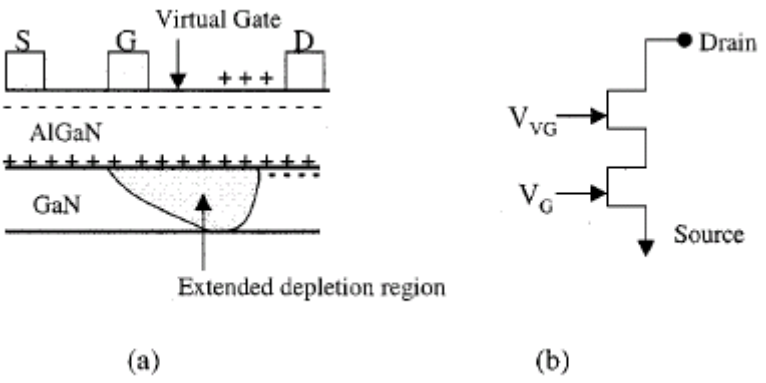


Figure 1.11 (a) Représentation en coupe de l'effet de la grille virtuelle, (b) modélisation de l'effet grille virtuelle [42].

Pour maintenir la charge de surface positive et empêcher les états de surface d'être neutralisés par des électrons piégés, une passivation de surface appropriée est nécessaire. Les électrons, qui fuient du métal de la grille sous l'influence d'un champ électrique important pendant le fonctionnement, peuvent être piégés si la passivation n'est pas idéale [43]. Une solution qui permet de réduire ce piégeage consiste à ajouter plusieurs plaques de champ au-dessus de la grille. Ces dernières aident à réduire le champ électrique au bord de la grille, réduisant ainsi les effets de piégeage dans les HEMTs en GaN et évitant la création de la grille virtuelle [45]–[47].

De plus, les pièges de surface peuvent aussi influer sur le fonctionnement de la grille de commande. En effet, les états de surface de type donneur peuvent diminuer la hauteur de la barrière Schottky en déplaçant le niveau de Fermi vers le haut. Par contre, en éliminant des états de surface de type donneur, la hauteur de la barrière Schottky s'élargit, ce qui entraîne l'augmentation de la valeur absolue de la tension de seuil [48].

1.5.1.3 Pièges dans la couche tampon (buffer) GaN et la couche barrière AlGaN

Les pièges du tampon font référence aux niveaux profonds situés dans la couche tampon (buffer) ou dans l'interface entre celle-ci et le substrat. À l'état bloqué, l'application d'une haute tension entre les électrodes de drain et de source crée un champ électrique élevé dans la structure. En conséquence, des électrons peuvent être capturés par les pièges du tampon sous

l'effet de ce champ. Certains de ces pièges peuvent avoir, dans le cas des transistors GaN, des constantes de temps de quelques millisecondes [49], et d'autres peuvent atteindre plus de 100 secondes [50]. En raison de la constante de temps de piégeage élevée, les électrons piégés ne peuvent pas suivre le signal haute fréquence et ne contribuent donc plus à la conduction. Ces électrons piégés créent également une charge négative qui diminue la densité du 2DEG et réduit par conséquent le courant du canal. Cette réduction du courant est appelée « dispersion de courant induite par un piège tampon » [44] (section 2.4.2.1). Une solution pour améliorer les performances du composant consiste à utiliser une plaque de champ entre la grille et le drain pour permettre l'étalement du champ électrique [51]–[53] (section 1.2.2).

L'apparition de ces pièges est liée essentiellement aux défaut ponctuels et aux dislocations résultant du désaccord du réseau cristallin entre le GaN et le substrat en Si. Ces dislocations se manifestent sous forme de pièges à électrons. Une couche de nucléation (AlN) est ajoutée entre la couche tampon GaN et le substrat pour réduire la densité et l'effet de ce type de pièges [54] (section 4.2.5).

Ces pièges peuvent contribuer aussi à l'effet « drain-lag ». En effet, la variation de la tension entre drain et source entraine un fort champ électrique, ce qui fait que des électrons libres passent du 2DEG dans la couche buffer GaN. Cette diffusion d'électrons peut être réduite en augmentant la résistivité de la couche tampon. En d'autres termes, il faut compenser les donneurs existants par l'ajout d'accepteurs profonds. Parmi les éléments ayant un profil de dopage facile à contrôler, on trouve le carbone qui est souvent utilisé pour rendre le GaN résistif. Pour montrer l'effet des pièges de la couche tampon sur la variation du courant I_d, des recherches ont été menées pour mesurer le taux du « drain-lag ». En utilisant des couches de GaN avec des résistivités différentes, on a pu observer une réduction du taux de « drain-lag » avec les couches de GaN les moins résistives [55]. L'optimisation du dopage de la couche tampon avec du carbone permet donc de diminuer le courant de fuite dans la structure. Par contre, une étude menée par Klein *et al* a montré que le piégeage de porteurs dans les HEMTs AlGaN / GaN pourrait être dû à ces dopants carbone [56]. Pour éviter la migration des porteurs du canal vers la couche tampon et améliorer le confinement des électrons, on peut insérer une couche de faible bande interdite (comme l'InGaN) dans la couche du GaN du côté gaz 2D [57]. La combinaison des deux matériaux forme une barrière arrière pour les électrons dans le canal.

Des défauts peuvent exister aussi dans la couche barrière d'AlGaN du HEMT. Une fuite d'électrons du canal vers cette couche peut être générée sous l'effet d'un champ électrique

moyen appliqué entre la grille et le drain [58]. Ceci entraine une réduction du courant I_d suite à une diminution de la densité d'électrons dans le canal. D'autres recherches ont montré que ce mécanisme de piégeage est dû à différents mécanismes de conduction assistés par des défauts, comme l'effet « Poole-Frenkel » ou l'effet « hopping » [59], [60]. Ces pièges peuvent être le résultat des dislocations dues à des contraintes (effet piézoélectrique) ou des impuretés liées aux procédés de fabrication du composant.

1.5.2 Effet de l'auto-échauffement

Comme expliqué précédemment, l'avantage des HEMTs de puissance à base de GaN réside dans leurs performances pour des tensions élevées grâce à la largeur de la bande interdite du GaN. Ces performances engendrent des champs électriques importants et des densités de courant élevées dans les dispositifs. Ces dernières entrainent à leur tour une grande densité de puissance et de chaleur, générée par effet Joule, qui sera dissipée par conduction thermique [61]. Dans le cas des HEMTs, l'évacuation de la chaleur s'effectue entre autres par conduction vers le substrat. Pour pouvoir dissiper le plus de chaleur possible, il est souhaitable d'utiliser un substrat de bonne conductivité thermique. La qualité du substrat joue un rôle déterminant sur les performances à haute puissance, à savoir la tension de claquage du composant, la transconductance et la résistance drain-source. En effet, l'augmentation de la température engendre une diminution de la tension de claquage ainsi qu'une augmentation du courant de fuite, et ce à travers la diminution de la largeur de la bande interdite et l'augmentation de la largeur de maille des matériaux [62]. De plus, lorsque la température augmente, la mobilité des porteurs est réduite. Il en résulte une diminution de la transconductance et du courant drain-source [63].

1.5.3 Effet des électrons chauds

La haute concentration des électrons dans le canal et le champ de claquage élevé du GaN permettent l'obtention de composants possédant une tension de claquage élevée et un courant de drain important. L'accélération des électrons du canal par le champ électrique élevé leur permet d'atteindre des énergies plus élevées que la valeur d'équilibre, devenant ainsi des

électrons chauds. En dissipant leur énergie supplémentaire, ces électrons chauds peuvent créer, lors de la collision avec le cristal, des défauts permanents ou des liaisons pendantes. D'autre part, ces électrons chauds peuvent être capturés dans des pièges déjà existants dans les différentes couches de la structure, notamment l'AlGaN, la couche tampon de GaN et la couche de passivation [64]. Ces pièges contribuent à la dégradation des performances électriques du dispositif. Ceci se traduit par la diminution du courant de saturation de drain et de la transconductance [65], [66], par une augmentation de la résistance de drain et par un décalage de la tension de seuil [67]. Le processus de dégradation et le phénomène de piégeage au sein des couches de passivation ou de GaN sont présentés dans la Figure 1.12.

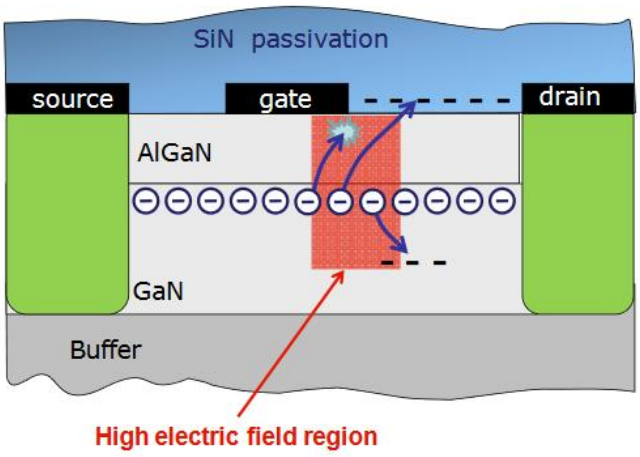


Figure 1.12 Coupe transversale d'un HEMT AlGaN / GaN, identifiant les électrons atteignant une énergie élevée et devenant "chauds" [68].

Contrairement aux HEMTs en GaAs, les effets d'ionisation par impact, dus aux électrons chauds, sont négligeables à l'intérieur des matériaux à base de GaN. En effet, ces derniers ont une bande interdite extrêmement large par rapport au GaAs. De plus, le taux d'ionisation par impact dans le GaN est généralement dominé par les mécanismes d'injection à effet tunnel [68] (section 1.4.2). Par conséquent, on ne peut pas attribuer la dégradation des performances des HEMTs GaN au seul phénomène d'électrons chauds. Le courant de grille, provoqué par la collecte des trous générés par ionisation par impact, peut être utilisé comme indicateur d'électrons chauds dans le cas des HEMTs GaAs. Cette méthode de mesure de courant de grille ne peut pas être utilisée dans le cas des HEMTs GaN où les mécanismes

d'injection à effet tunnel dominent, d'où le recours à une autre méthode d'évaluation des électrons chauds qui est la mesure par électroluminescence (EL).

1.5.4 Effet piézoélectrique inverse et émission assistée par le champ électrique

Avec la polarisation du drain, un champ électrique élevé est présent entre le drain et le bord de la grille, il en résulte une forte contrainte mécanique induite par l'effet piézoélectrique inverse, qui peut conduire à la formation de défauts cristallographiques. De plus, ces champs vont accélérer des électrons et permettre leur injection à différents endroits de la structure dans l'AlGaN, le GaN ou les diélectriques, ce qui peut finir par entrainer l'endommagement des matériaux. La conduction des électrons peut se faire à travers différents mécanismes de piégeage : l'effet « Poole-Frenkel » (PF), l'effet tunnel assisté par phonon « Phonon Assisted Tunneling » (PAT) et l'effet tunnel direct « Direct Tunneling » (DT). Ces trois mécanismes sont présentés dans la Figure 1.13. En outre, dans la zone de grille, ces électrons accélérés peuvent contribuer, par effet thermique, à augmenter la densité des défauts de la couche AlGaN qui font croître le courant de fuite de grille I_{GSS} [69], [70]. Des courts circuits entre la grille et le canal apparaissent alors, suite à l'accumulation de ces défauts [71].

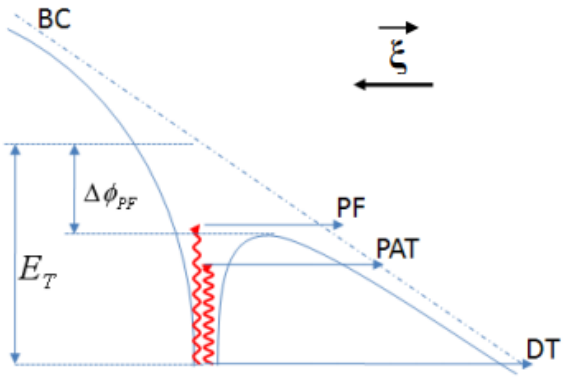


Figure 1.13 Diagramme de bandes présentant la modification du processus d'émission du porteur par différents mécanismes ; (ξ) champ électrique, (PF) effet Poole-Frenkel, (DT) effet « Direct Tunneling », (PAT) « Phonon Assisted Tunneling », ($\Delta\phi_{PF}$) potentiel Coulombien, (E_T) étant le niveau d'énergie du centre profond, [14].

Aussi, en raison de la nature piézoélectrique du GaN et de l'AlGaN, des contraintes mécaniques sont induites dans ces matériaux sous champ électrique élevé. Ceci peut engendrer des

pièges profonds [72], des fissures dans la couche barrière en AlGaN près du côté du drain et des fissures sur la grille [73]. En outre, des dégradations dans les couches de passivation peuvent avoir lieu [74], ainsi que de l'oxydation par diffusion de l'oxygène dans les couches AlGaN-GaN [75]. Ces phénomènes de dégradation deviennent irréversibles à partir d'une tension critique qui est corrélée avec l'état initial des pièges [76].

1.5.5 Effet du dopage carbone

Pour les applications de puissance, l'obtention d'une couche tampon GaN isolante est hautement nécessaire. Celle-ci permet de réduire les courants de fuite vers le substrat. Il a été démontré que même les meilleurs dispositifs en GaN présentent une densité de défauts très élevée qui serait probablement à l'origine du fort dopage résiduel de type N (10^{16} ~ 10^{18} cm^{-3}) [77]. Ces défauts se présentent sous forme d'atomes en sites interstitiels, des impuretés en sites substitutionnels ou des lacunes azote [54]. Pour compenser ce dopage résiduel du GaN, un dopage d'une partie de la couche tampon avec des accepteurs tels que le fer ou le carbone, a été proposé [78], [79].

L'utilisation de carbone permet de compenser le dopage non intentionnel des matériaux à base de nitrure, rendant ainsi ces couches tampon plus résistives. En raison de l'utilisation des précurseurs dans le procédé épitaxial de dépôt en phase vapeur (MOCVD), des impuretés de carbone non intentionnelles peuvent exister dans le matériau. Il est possible de contrôler efficacement l'incorporation du carbone dans les couches en agissant sur les conditions de croissance (la pression, la température, le rapport III/V, le taux de croissance et la teneur en Al [80]–[85]) ou en ajoutant une source extrinsèque comme l'« hexene » [86]. Cette maitrise précise du profil de dopage permet de contrôler la résistivité des couches de GaN [83], de réduire les courants de fuite latérale et verticale [85], [87]–[89] et d'augmenter la tension de claquage des HEMTs [80], [88], [90].

Cependant, l'introduction du carbone génère des niveaux profonds et favorise le piégeage des charges, le phénomène d'effondrement du courant, la dégradation de la transconductance et de la résistance dynamique à l'état passant ($R_{ds\text{-}ON}$). La dégradation des performances dynamiques est développée ci-dessous.

1.5.5.1 Concentration des pièges et dopage carbone

Plusieurs travaux de recherche expérimentale ont permis la détection des niveaux profonds analogues à des donneurs et à des accepteurs associés à des impuretés de carbone, à l'aide de la spectroscopie optique de niveau profond (DLOS) et de la spectroscopie transitoire de niveau profond (DLTS). Des niveaux profonds à E_C – 0,11 eV, E_C – 1,35 eV, E_C – 2,05 eV, E_C – 3,0 eV et E_C – 3,28 eV et E_V + 0,9 eV ont été rapportés dans les travaux d'Armstrong qui ont montré que la concentration de ces niveaux suit la concentration de dopage carbone dans des couches de GaN fabriqué par MBE [91].

Le carbone peut se comporter soit comme un état accepteur (en position de substitution azote C_N), ou comme un état donneur (en remplaçant du gallium C_{Ga} ou en position interstitielle C_i). Les travaux d'Armstrong ont confirmé les prédictions théoriques de Wright en ce qui concerne l'attribution des niveaux E_C – 0,11 eV et E_C – 3,28 eV aux défauts C_{Ga} et C_N, respectivement [91], [92]. Un autre niveau (E_C – 1,35 eV) a été attribué au carbone interstitiel et s'incorpore préférentiellement dans les dislocations le long du « threading » (filetage), présentant ainsi une sensibilité à la densité de dislocations. Les mêmes niveaux (E_C – 0,11 eV, E_C – 1,35 eV et E_C – 3,28 eV) ont également été relevés dans d'autres travaux sur le MOCVD GaN [93]. Toujours dans le cas du GaN MOCVD, Honda a prouvé expérimentalement l'existence d'un piège à E_V + 0,86 eV, dont la concentration était directement influencée par la concentration de carbone [94]. Cela confirme l'existence possible de l'état accepteur profond C_N à E_V + 0,9 eV, prédit théoriquement par Lyons, qui a étudié les effets du carbone sur les propriétés électriques et optiques du GaN [95]. Le même chercheur a démontré que l'état C_N, à E_V + 0,9 eV, donne lieu à une large raie d'émission optique, qui correspond à la bande jaune « Yellow Luminescence » YL observée dans les échantillons GaN dopé carbone. Actuellement, ce niveau d'état attire le plus l'attention des groupes de recherche pour apporter des solutions aux pièges correspondants.

D'une manière générale, la densité de tous les pièges à électrons est liée à la concentration en carbone. En effet, Rossetto [96] et Huber [97] ont souligné l'augmentation de la densité des pièges avec l'augmentation de la concentration en dopage du carbone.

1.5.5.2 Conséquence sur les performances dynamiques du HEMT

Comme mentionné précédemment, l'incorporation du carbone dans le GaN peut contribuer à la dégradation des performances dynamiques des transistors HEMTs de puissance en GaN. En effet, le dopage carbone dégrade la résistance dynamique. Il peut aussi être responsable de l'effondrement du courant et du décalage de la tension de seuil V_{th}. Des signatures de niveau profond avec des énergies d'activation comprises entre 0,71 et 0,94 eV ont été identifiées comme étant la principale cause d'effondrement du courant et d'augmentation dynamique de la résistance à l'état passant dans les HEMTs en GaN dopé au carbone [96]–[100].

L'effet de la température sur les performances dynamiques des HEMT GaN a été étudié par Bahat-Ttreidel. Ce dernier a remarqué expérimentalement que l'augmentation de la résistance dynamique des dispositifs dopés au carbone est proportionnelle à la température [101] (contrairement au GaN dopé en Fe ou AlGaN non intentionnellement dopé), comme le montre la Figure 1.14. Bisi a trouvé des résultats similaires, où la résistance dynamique relative à l'état passant de MIS-HEMTs dopés au carbone a augmenté de 2 à 169 % lorsque la température augmente de 40 à 160 °C [102]. Étant donné que les composants électroniques à base de GaN peuvent fonctionner dans des conditions de température élevée, l'augmentation de $R_{ds\text{-}ON}$ dynamique en fonction de la température pourrait poser de sérieux problèmes.

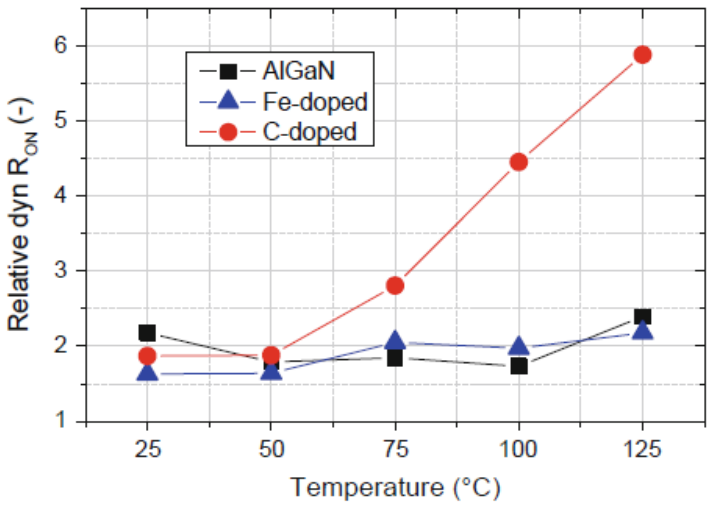


Figure 1.14 Résistance dynamique à l'état passant relative en fonction de la température d'un MIS-HEMT dopé carbone [103].

Le même chercheur a rapporté la cinétique du piégeage / dépiégeage dépendant de la température, durant et après stress électrique [102]. Les Figure 1.15-a et Figure 1.15-b montrent les transitions de stress / récupération du $R_{ds\text{-}ON}$ obtenues en appliquant un stress à l'état bloqué avec (V_G; V_{DS} ; V_B) = (- 8 V; 25 V ; 0 V). La Figure 1.15-c et la Figure 1.15-d présentent le composant durant la phase de stress de type « back-gatting » où un potentiel négatif est appliqué à l'électrode du substrat (V_B = - 25 V) et aucune tension n'a été appliquée aux bornes des source, grille et drain (V_G = V_D = V_S = 0 V). Sur cette figure, on peut remarquer que le taux de récupération/augmentation de la résistance dynamique est proportionnel à la température. Le composant présente donc une résistance dynamique plus importante à haute température. Les énergies d'activation de l'augmentation / récupération de la résistance dynamique sont respectivement de 0,90 et 0,95 eV. De plus, des mesures supplémentaires de type « back-gatting » ont confirmé que l'effondrement de courant observé n'était lié qu'au piégeage des charges dans la couche tampon (AlGaN), puisque le piégeage de surface est supposé être négligeable. En effet, pendant le stress « back-gating », aucune polarisation n'est appliquée entre grille et drain.

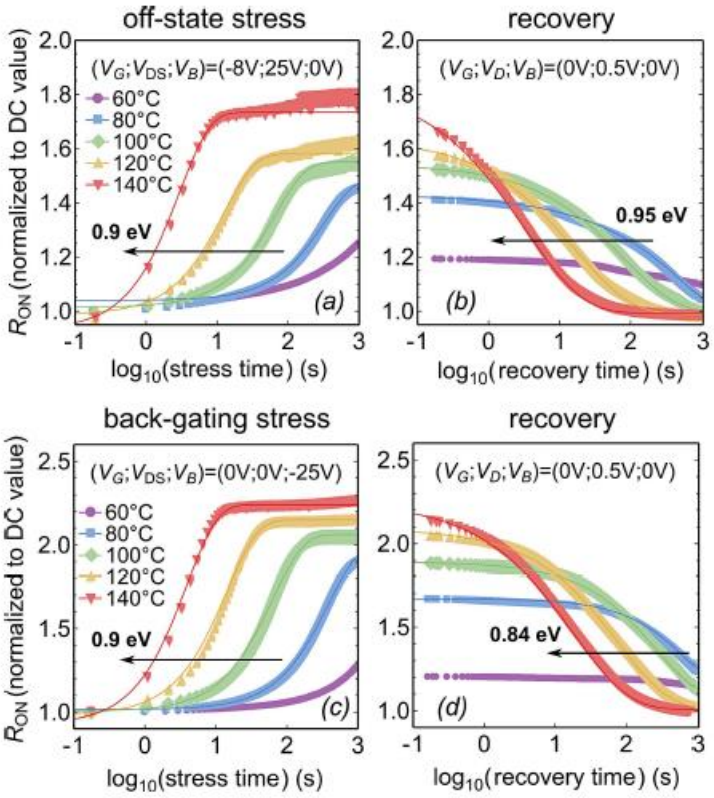


Figure 1.15 Mesure de la résistance dynamique à l'état passant en fonction du temps, durant et après un stress de type « back-gatting » [102].

Pour un stress à l'état bloqué, le mécanisme de piégeage dominant est favorisé par le champ électrique vertical drain-substrat qui est localisé latéralement dans la région entre grille et drain, et verticalement entre la couches tampon et la couche barrière. Le piégeage peut alors provoquer l'augmentation de la résistance dynamique lors de la mise à l'état passant.

Durant la phase de stress « back-gatting », le piégeage des charges affecte toute la région se situant entre la source et le drain, favorisant cette fois-ci en plus le décalage de la tension de seuil. Cela a été observé à travers des mesures $I_d(V_G)$ avant et après le stress où le décalage V_{th} était de + 1,43 V, prouvant que le piégeage dans la couche tampon, favorisé par le « back-gatting », se produit également sous le contact de grille [102].

1.5.5.3 Solutions proposées pour contourner les effets

Des optimisations à la fois de la structure de l'épitaxie et de l'architecture du dispositif sont indispensables pour prévenir et atténuer l'effet du dopage carbone sur les performances des composants HEMTs en GaN. Un des paramètres d'épitaxie sur lesquels on peut agir est la concentration en carbone. La structure peut être optimisée en utilisant une couche de GaN non intentionnellement dopée, en augmentant l'espacement vertical entre la couche tampon dopée et le 2DEG [80], [104] et en mettant en œuvre un tampon de super-réseau [105].

Kaneko *et al* [106] ont proposé un transistor HEMT GaN à injection par la grille HD-GIT (Hybride Drain-Gate Injection Transistor) qui consiste à ajouter une région supplémentaire de p-GaN à côté de l'électrode de drain. Cette modification d'architecture permet de compenser la charge négative d'états de pièges profonds par l'introduction d'une source de trous. Le HEMT HD-GIT présente une faible $R_{ds\text{-}ON}$ dynamique. Néanmoins, elle présente un courant de fuite à l'état bloqué légèrement supérieur et une tension de claquage similaire. L'explication apportée par les auteurs laisse supposer que les trous injectés à partir du drain supplémentaire de p-GaN à l'état bloqué, libèrent efficacement les électrons piégés, empêchant ainsi la chute du courant (« current collapse ») et donc la dégradation de la résistance dynamique à l'état passant [107], [108].

1.6 Méthodes de caractérisation des défauts

En général, tous les défauts dans un semi-conducteur abordés précédemment peuvent se diviser en deux catégories : les défauts ponctuels et les défauts étendus. Les impuretés qu'on peut trouver sous forme de niveaux donneurs/accepteurs, dont la répartition peut être homogène dans le cristal, sont considérées comme étant des défauts ponctuels. Le deuxième type se présente sous forme de dislocations du cristal crées lors de la croissance du matériau ou lors du vieillissement des composants.

La cinétique décrivant les mécanismes de capture et d'émission des porteurs est liée à la nature du défaut. Dans le cas des défauts ponctuels répartis uniformément dans le cristal, l'amplitude d'un transitoire va suivre une loi exponentielle jusqu'à la saturation, tandis que dans le cas des défauts étendus, la cinétique de capture est toujours plus complexe à interpréter [14] section 3.1.3.

L'étude des défauts ponctuels nécessite des méthodes qui peuvent donner des informations concernant les processus de recombinaison sur des centres profonds, en présence d'une grande densité de dopants. Parmi les techniques efficaces pour étudier le comportement de ces états, on trouve la spectroscopie de défauts profonds DLTS, la photoluminescence et les mesures I-V impulsionnelles.

1.6.1 Mesures I-V impulsionnelles à différentes polarisations

À la différence des mesures statiques, les mesures I-V pulsées sont plus adaptées pour la caractérisation des effets dus au pièges car elles permettent de distinguer les effets de piégeage des effets thermiques induits par l'auto-échauffement du composant [109]. Les mesures I-V impulsionnelles n'évaluent donc que les phénomènes électriques de l'état de piège en comparant les caractéristiques I-V pour différents états de pièges [110]. En effet, avec utilisation d'impulsions électriques courtes, les états électriques des défauts n'atteignent pas leur régime permanent et dévoilent donc des informations sur leur nature.

Le principe de la mesure impulsionnelle consiste à polariser le composant à un point de repos qui va rester identique pendant toute la mesure de la courbe I-V. Des impulsions, dont le plateau est constant pendant toute leur durée, sont appliquées au transistor. La hauteur des

impulsions varie afin de pouvoir couvrir tous les points de fonctionnement du composant souhaités.

En outre, cette technique permet de séparer les deux phénomènes de « gate-lag » et de « drain-lag », dans le but de les analyser avec plus de précision. Comme déjà expliqué (cf. section 1.5.1), du point de vue des mesures, les deux phénomènes sont différents, le « gate-lag » apparaissant lors d'une variation de la tension de grille, le « drain-lag » ayant lieu lors d'une variation de la tension de drain. Cependant, ces phénomènes ont le même effet sur les mesures (ils augmentent le temps d'établissement du courant de drain). La signature des niveaux de pièges mis en jeu dans ces phénomènes est décrite par des constantes de temps.

1.6.1.1 Mesure du gate-lag

Elle consiste à envoyer une série d'impulsions de tension sur la grille en maintenant une tension constante sur le drain. Il faut choisir des impulsions ayant des durées suffisamment faibles pour ne pas avoir d'auto-échauffement du composant par rapport au point de repos. Le but est de suivre le retard lors de la commutation en mesurant la réponse du courant de drain en fonction du temps [37] (section 4.3.4).

1.6.1.2 Mesure du drain-lag

Contrairement à la mesure du « gate-lag », une série d'impulsions en tension est appliquée sur le drain avec une tension fixe sur la grille (la tension de grille doit être proche mais inférieure de la tension de pincement et la puissance dissipée sera donc faible). Le but de cette mesure est de suivre la réponse du courant de drain en fonction du temps [37] (section 4.3.4).

1.6.2 Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS)

Le principe de la méthode DLTS est d'analyser l'émission et la capture des pièges, dans un matériau semi-conducteur, associés aux variations de la capacité d'une jonction p-n afin de

déterminer les propriétés des pièges. Du point de vue physique, cela est effectué par un remplissage et vidage des pièges en appliquant des tensions de polarisation positives et/ou négatives à l'échantillon.

Le principe de cette mesure est d'échantillonner la réponse de la capacité du composant, à deux instants différents, suite à une impulsion de tension. L'augmentation de la température accélère l'émission des pièges et les valeurs de la capacité vont donc changer en fonction de la température imposée. On peut ensuite calculer la variation de cette valeur de capacité entre les deux instants de mesure (pour chaque température appliquée). Une courbe formant un pic est obtenue en traçant les relevés de transitoires de capacité en fonction de la température appliquée (Figure 1.16). Le maximum de ce pic correspond au taux d'émission du piège et la taille du pic donne une idée sur sa densité. En appliquant la loi d'Arrhenius, il est possible d'extraire l'énergie d'activation E_a et la section de capture du piège σ_n [16]. Cette méthode d'extraction basée sur l'émission thermique du défaut est connue sous le nom de « Boxcar Resolution » [7], [111]. D'autre méthodes DLTS existent et sont communément utilisées, comme « Constant Capacitance DLTS », « Laplace DLTS », « Fourier photo-admittance DLTS » et « Optical DLTS » [112].

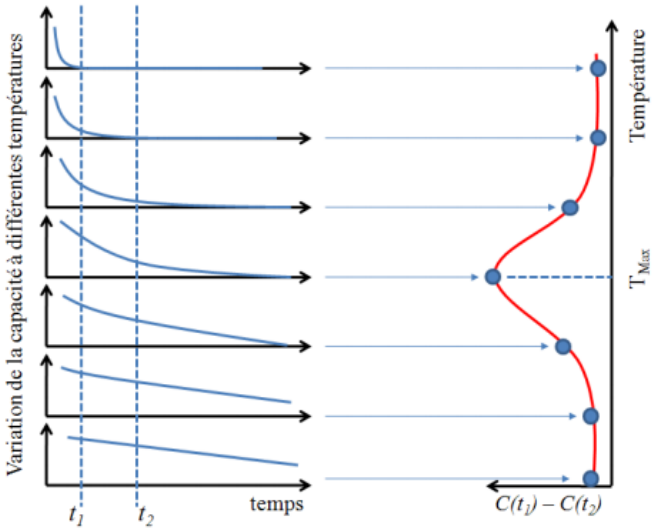


Figure 1.16 Représentation schématique du principe de la technique « Boxcar Resolution » [113].

Le principe de la mesure DLTS repose sur la création d'un état initial, en appliquant une tension inverse sur le composant, dans lequel on obtient une jonction désertée. Puis, en appliquant un échelon de tension, la taille de cette zone déplétée se réduit et les pièges vides présents se remplissent. À la fin de l'échelon, la taille de la zone s'élargit de nouveau et les pièges réémettent leurs charges. On peut facilement faire la distinction entre les porteurs libres et les charges réémises par les pièges car les premiers suivent instantanément les changements créés par les impulsions appliquées, alors que la relaxation des pièges prend plus de temps. La vitesse de réémission des pièges dépend de leur énergie d'activation, ce qui nous donne une idée sur leur profondeur dans les bandes d'énergie.

Une autre méthode, inspirée de la DLTS, est la DLOS « Deep Level Optical Spectroscopy ». L'avantage de cette dernière est qu'elle permet d'extraire les niveaux d'énergie des pièges plus profonds. En effet, pour pouvoir détecter ces pièges, en DLTS il faut accélérer leur émission, et ce en augmentant la température. À cause de la difficulté d'atteindre des hautes températures sans dégrader le composant et pour des raisons techniques, une solution apportée consiste à exposer les pièges à diverses longueurs d'ondes pour leur fournir l'énergie nécessaire à l'émission. Le principe de cette méthode se base sur la mesure de la dérivée des changements de la photo-capacité lors du scan de l'énergie de la source lumineuse [114].

1.6.3 Photoluminescence

Dans un test de photoluminescence (PL), la lumière excite des électrons de la bande de valence à la bande de conduction. En même temps, des électrons peuvent être excités depuis ou vers des niveaux énergétiques de défauts, situés dans la bande interdite. Dans le cas où les électrons excités passent à des niveaux d'énergie inférieurs, ils peuvent émettre de la lumière, ce qui crée un pic dans le spectre PL. Dans une mesure de photoluminescence, l'intensité de PL est mesurée en fonction de l'énergie des photons émis, ce qui permet d'avoir un profil d'émission des défauts. Même si cette technique donne des signatures optiques de défauts de haute résolution, elle ne permet pas d'identifier leur nature ou leur caractère [115].

1.7 Conclusion

La première partie de ce chapitre avait pour objectif de présenter la filière des semi-conducteurs à large bande interdite, spécialement le GaN. Nous avons détaillé les propriétés générales de ces matériaux en les comparant à celles du silicium, le matériau qui bénéficie à ce jour d'un niveau de maturité le plus élevée dans le domaine de l'électronique de puissance. Ensuite, nous avons présenté le transistor à haute mobilité électronique HEMT basé sur l'hétérostructure AlGaN/GaN, avec son principe de fonctionnement basé sur la formation d'un canal d'électrons 2DEG. Ces transistors présentent d'excellentes performances en termes de haute puissance et de haute fréquence. Cependant, ils affichent des points faibles limitant leurs performances électriques.

Dans la deuxième partie, nous avons résumé les principaux mécanismes liés à la fiabilité des HEMTs ainsi que des localisations possibles des défauts. Ces mécanismes sont liés à plusieurs phénomènes physiques couplés. Un de ces phénomènes correspond à l'auto-échauffement du composant. Un deuxième est lié à la nature polaire et piézoélectrique du matériau. D'autres sont dus à la présence de pièges liés à des états de surface, à des défauts aux interfaces et/ou dans la couche tampon du GaN. Nous avons développé ensuite le rôle du carbone dans le dopage du GaN et ses conséquences qui engendrent la présence des niveaux profonds qui induisent le piégeage des charges. À la fin de ce chapitre, nous avons cité quelques méthodes utilisées pour la caractérisation des défauts dans un semi-conducteur.

Tous ces mécanismes sont à l'origine de problèmes tels que la dégradation de résistance dynamique à l'état passant $R_{ds\text{-}ON}$ pour les interrupteurs de puissance. Dans le but d'étudier ces mécanismes liés à la résistance dynamique dans les composants HEMTs GaN de puissance et d'identifier leur emplacement dans la structure, nous avons mis en place durant les travaux de cette thèse deux méthodes d'extraction des caractéristiques des défauts responsables des effets de piégeage. La description de ces méthodes avec les résultats obtenus ainsi que la méthodologie de mesure seront traités dans le deuxième chapitre de ce manuscrit. Le traitement et l'analyse de ces résultats feront l'objet du troisième chapitre.

2 Procédures expérimentales et techniques de caractérisation des composants HEMTs : conditions d'obtention de mesures reproductibles et fiables

2.1 Introduction

Le premier chapitre a permis de montrer que, malgré les hautes performances que les HEMTs en GaN présentent dans le domaine de l'électronique de puissance, de nombreux problèmes de fiabilité affectent toujours les performances électriques de ces dispositifs et nécessitent un effort d'analyse et de compréhension. C'est précisément sur ce domaine que nous souhaitons contribuer dans ces travaux.

La caractérisation de la résistance dynamique à l'état passant $R_{ds\text{-}ON}$ des HEMTs en GaN, problème critique, est nécessaire pour comprendre la dynamique de certains phénomènes tels que le piégeage. Dans ce chapitre, nous nous intéressons tout particulièrement à la caractérisation des effets du piégeage induit par des défauts pouvant exister dans les différentes couches de la structure. Des mesures de relaxation du courant en fonction du temps, réalisées sur des structures TLM issues de quatre lots technologiques différents, seront développées afin d'étudier certains mécanismes de piégeage / dépiégeage.

Dans un premier temps, nous détaillerons la technique de mesure utilisée, ce qui nous a permis de maîtriser la qualité des mesures et d'obtenir des résultats fiables. Ensuite, en se basant sur cette technique, deux méthodes de caractérisation des défauts seront proposées. La première est une méthode électrique utilisée dans le but de révéler les défauts présents entre le canal et le substrat, suite à un stress induit par une tension négative à partir de la face arrière de la structure. Des mesures pendant et après cette stimulation électrique seront décrites en détail. Le but de la seconde méthode, qui est une méthode électro-optique, est d'illuminer le dispositif sous test par une source lumineuse dont l'énergie des photons correspondante est choisie afin qu'elle n'affecte que les pièges présents dans les matériaux. La même méthode sera aussi utilisée pour étudier l'effet de l'illumination sur les résistances de contact métal / semi-conducteur dans une structure TLM d'un HEMT GaN.

2.2 Résistance dynamique à l'état passant dans un HEMT en GaN

Les transistors de puissance GaN présentent des perspectives très intéressantes pour les applications de commutation en puissance, mais comme déjà expliqué dans le premier chapitre, le matériau GaN présente certains défauts comme le piégeage des porteurs. Cela entraîne

l'augmentation de la résistance dynamique à l'état passant $R_{ds\text{-}ON}$ [43], [116], [117]. Cette augmentation est un des problèmes importants auxquels les transistors de puissance GaN, pour la commutation, sont confrontés. La Figure 2.1 présente une comparaison de la résistance $R_{ds\text{-}ON}$ dynamique normalisée en fonction du stress V_{ds} maximal à l'état bloqué, entre un HEMT en GaN et un MOSFET en Si. La méthode la plus couramment utilisée pour caractériser ce phénomène dynamique est la mesure I-V impulsionnelle [118]. Cependant, cette méthode ne reproduit pas vraiment les conditions réelles et pratiques d'un circuit électronique de puissance. Dans le cas d'une commutation « hard-switching », les transistors présentent des pertes pendant la commutation, alors que, dans le cas d'une commutation « soft-switching », la plus grande contrainte provient de la tension de drain appliquée durant l'état OFF du transistor. D'où l'intérêt d'une méthode représentative pour la mesure de la résistance dynamique à l'état passant dans les circuits électroniques de puissance. Quelques chercheurs ont travaillé sur l'extraction de la résistance $R_{ds\text{-}ON}$ pour les transistors en GaN [119]–[122]. Dans cette partie, nous présentons une nouvelle méthode de mesure, proposée par E. Marcault au cours de son post-doctorat [123], [124].

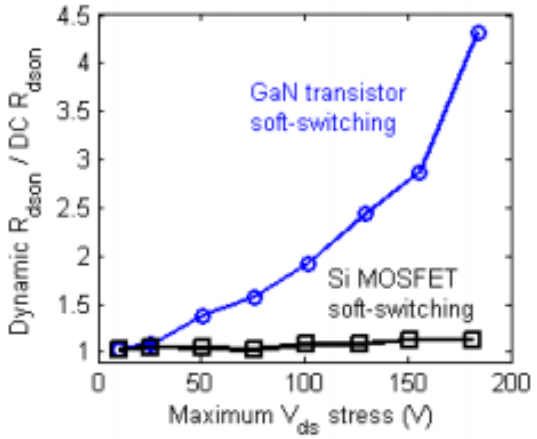


Figure 2.1 $R_{ds\text{-}ON}$ dynamique normalisée d'un transistor GaN et d'un MOSFET en Si [125].

2.2.1 Présentation du banc expérimental

La méthode proposée lors des travaux d'E. Marcault a permis la mise en place d'un banc expérimental permettant la mesure temporelle (précise et bien résolue) de la tension aux bornes d'un composant de puissance à l'état ON quelques dizaines de nanosecondes après sa

commutation d'une haute tension (qui peut être supérieure au kilovolt) à une basse tension (du millivolt à quelques Volts).

Par rapport aux configurations conventionnelles, cette nouvelle version expérimentale assure une précision de mesure de la résistance $R_{ds\text{-}ON}$ pour les composants présentant des vitesses de commutation élevées. Elle est basée sur un écrêteur de tension très rapide qui permet de mesurer la conductance du dispositif dès 100 ns après la mise en conduction pour une tension de drain à l'état bloqué allant jusqu'à 300 V et dès 300 ns pour une tension de drain à l'état bloqué allant jusqu'à 1200 V. Ces performances ont encore été améliorées depuis. Durant la période de blocage du dispositif, cet écrêteur assure la protection de la sonde de tension de la haute tension drain-source. Cela permet d'utiliser une sonde rapide et précise pour les basses tensions ($< V_{clamp}$) lorsque le composant est passant [126].

La Figure 2.2 schématise les équipements utilisés dans ce test. Un générateur d'impulsions V_{pulse} (HP 8112A 50Ω) est utilisé pour la commande de grille. Le générateur de tension de drain (V_{HV}) est un générateur de source haute tension (BERTAN 225 1200 V ou Keithley 2410) piloté par un ordinateur pour régler le temps de stress et le niveau de la tension drain-source. Pour protéger le générateur fort courant (V_{HC}) contre les hautes tensions provenant du générateur V_{HC}, une diode à récupération rapide (< 20 ns) est placée en série avec le générateur V_{HV}. La résistance de charge et la tension du générateur V_{HC} limitent le niveau de courant maximal dans le circuit. Pour la mesure du courant, une sonde de courant rapide est utilisée.

La Figure 2.2 présente aussi le principe de fonctionnement du banc expérimental utilisé, durant le blocage du dispositif sous test (DUT) et durant sa mise en conduction. Lorsque la tension aux bornes du DUT est plus grande que la tension V_{clamp}, la diode du clamp est polarisée en inverse (avec un courant très faible qui peut la traverser). Dans ce cas, la tension mesurée par l'oscilloscope est égale à l'alimentation V_{DC}. Une fois que la tension aux bornes du DUT devient inférieure à la tension V_{clamp}, la diode sera polarisée en direct (elle se comporte alors comme un interrupteur fermé). La tension mesurée par l'oscilloscope est l'image de la tension aux bornes du dispositif. Elle suit linéairement la tension de drain, ce qui nous donne des informations importantes sur le comportement dynamique du DUT.

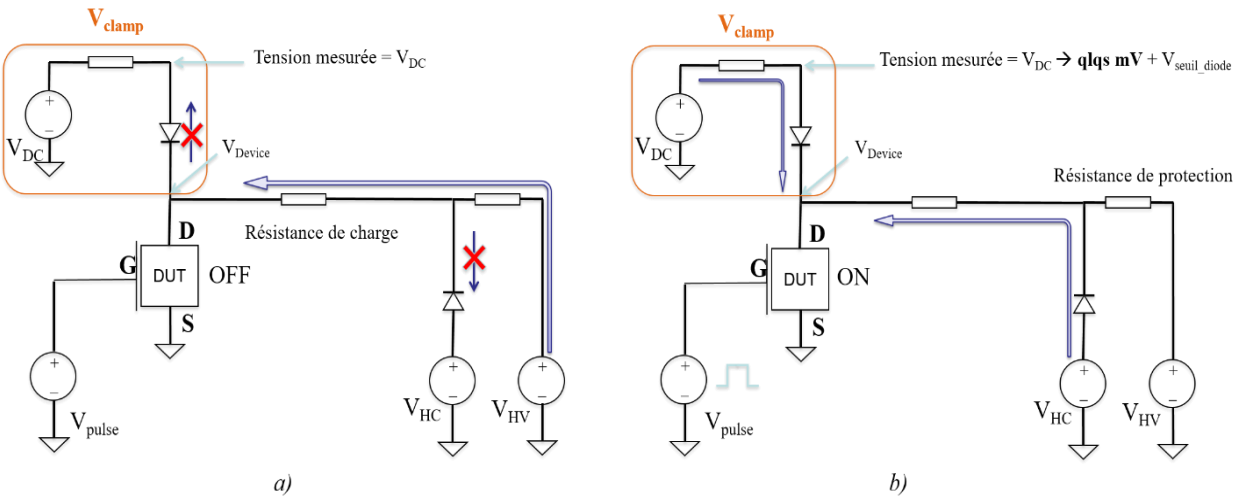


Figure 2.2 Mode de fonctionnement de la mesure de $R_{ds\text{-}ON}$, (a) transistor (DUT) à l'état OFF, (b) transistor à l'état ON.

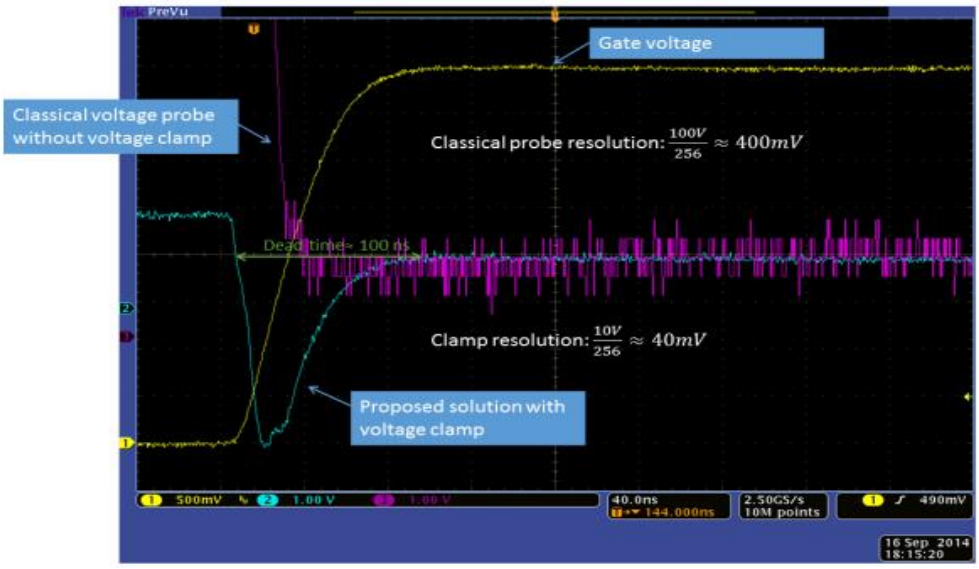


Figure 2.3 Comparaison entre la résolution obtenue avec une sonde commerciale (courbe violette) et celle atteinte avec la solution proposée (courbe bleue) [123].

La Figure 2.3 montre la résolution obtenue avec l'écrêteur utilisé et celle obtenue avec une sonde commerciale, après la mise en conduction du composant (100 ns). La Figure 2.4 compare le facteur de mérite obtenu par différentes méthodes. À notre connaissance, la méthode proposée reste la plus performante publiée au niveau international.

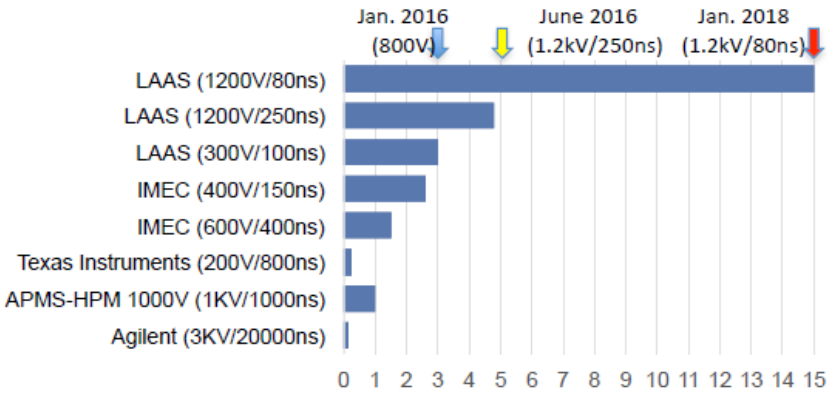


Figure 2.4 Figure de mérite: V_{max}(V) / temps avant une mesure précise (ns).

2.2.2 Contribution à l'amélioration du banc expérimental

Une partie des travaux de thèse consistait à apporter des améliorations à ce banc de mesure. Cette contribution a consisté en une amélioration du côté logiciel. L'ordinateur qui contrôle tous les instruments est en même temps l'oscilloscope qui mesure la tension de grille, la tension de drain et le courant de la résistance de charge. Le logiciel consiste à automatiser la connexion et l'initialisation des instruments, la configuration de l'oscilloscope, la configuration du générateur d'impulsions, la récupération des données et la visualisation des résultats. Notre contribution a permis d'avoir la meilleure résolution du convertisseur analogique/numérique de l'oscilloscope en optimisant la chaine d'acquisition de mesures.

De plus, une automatisation des réglages de l'oscilloscope est mise en place avec l'ajout de marges réglables en pourcentage sur les axes vertical et horizontal. Pour l'échelle verticale, la difficulté résidait dans la prise en compte du décalage de la tension seuil de la diode, en d'autres termes, le calcul du bon « offset » quels que soient le signal d'entrée et les pourcentages des marges prédéfinis, alors que sur l'axe des temps, l'avantage réside dans la possibilité d'intégrer une chaine d'impulsions quelle que soit sa taille. La Figure 2.5 montre l'exemple des paramètres d'acquisition qui ont été configurés : les marges x et y, les voies de l'oscilloscope, les paramètres des impulsions (temps de montée / descente, période d'une impulsion, nombre d'impulsions, tensions V_{ON} et V_{OFF}).

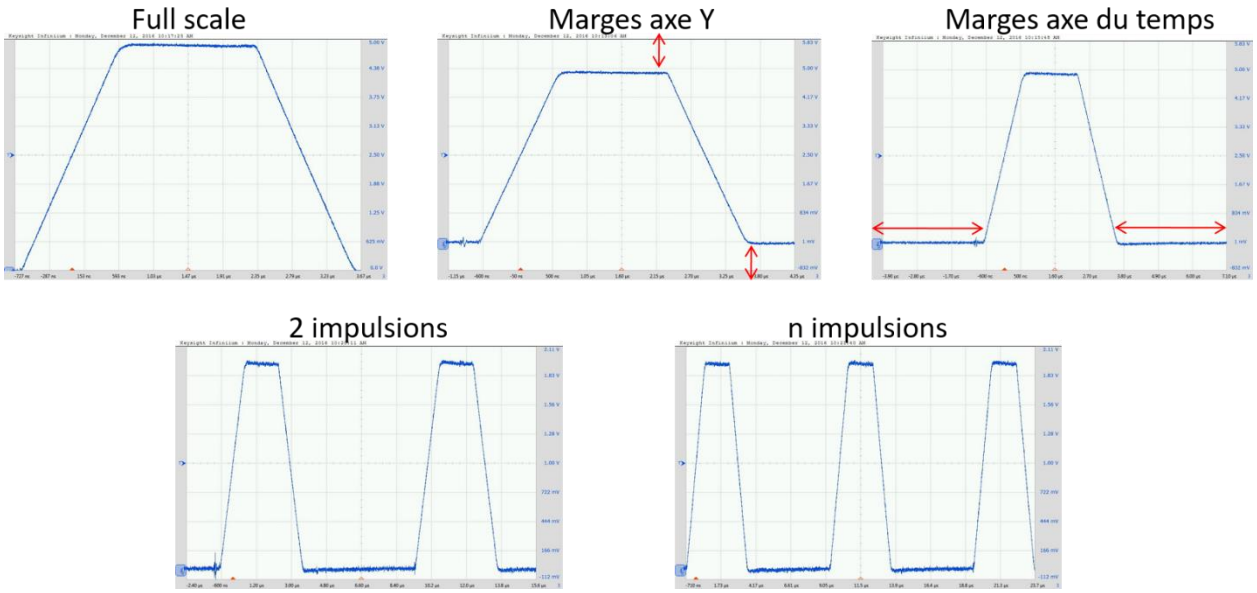


Figure 2.5 Exemples de calibrage des paramètres visualisés sur l'oscilloscope.

À l'heure actuelle, grâce à ce banc, nous avons pu mettre en évidence l'absence de phénomènes très rapides (< 1 ms). La dynamique de la résistance à l'état passant est actuellement dominée par des phénomènes plus lents. Ce sont donc ces phénomènes qu'il faut étudier en priorité aujourd'hui. Les travaux se sont donc orientés vers d'autres techniques de caractérisation complémentaires de celle-ci, afin d'étudier ces phénomènes. De plus, avec la technique présentée ici, les phénomènes liés à la région de grille et ceux localisés dans les différentes couches sont mêlés, rendant ainsi l'interprétation des résultats complexes. Il apparaît nécessaire de mettre en place des techniques de caractérisation permettant d'étudier, dans un premier temps, les phénomènes de manière indépendante. La température joue également un rôle crucial sur la dynamique, c'est donc un paramètre qu'il est important de pouvoir faire varier (ceci n'était pas possible à court terme avec ce banc de mesure). Pour ces deux raisons, nous sommes passés à d'autre techniques de caractérisation détaillées dans la suite de ce chapitre.

2.3 Stimulation des phénomènes physiques

La caractérisation des défauts, qui peuvent contribuer à la dégradation de la résistance dynamique à l'état passant, sera développée en se basant sur trois méthodes de stimulation des phénomènes physiques : les deux premières sont basées sur un stress électrique de type « back-gating » et « back-bias », alors que la troisième porte sur la stimulation optique grâce à l'illumination UV.

2.3.1 Méthodes de stimulation utilisées

L'état d'un système dynamique est décrit par un certain nombre de paramètres dépendant du temps. Ce système est en équilibre tant qu'il représente un état stable et que tous ses paramètres n'évoluent pas avec le temps. La modification de l'un de ces paramètres entraine une non-stabilité dans ce système. Dans le cas de notre travail, les paramètres dont dépend l'état de notre système en équilibre dynamique sont : le champ électrique, la température et l'éclairement. La Figure 2.6 résume ces différents paramètres présentés sur un schéma illustrant le principe de mesure.

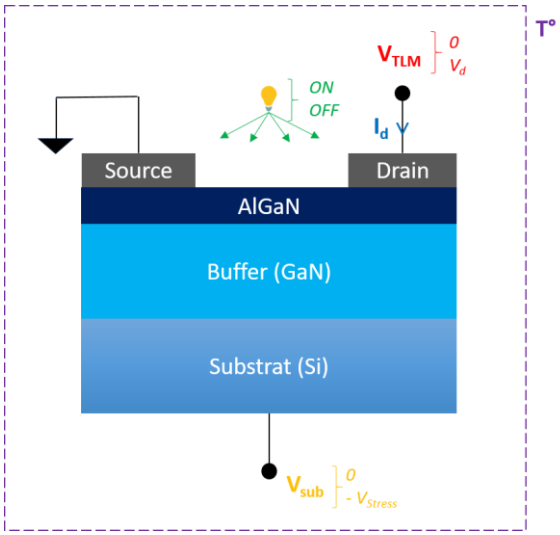


Figure 2.6 Schéma de principe des mesures réalisées sur des résistances des structures TLM testées.

Dans la suite, ce chapitre consiste à étudier le comportement du système, présenté par le courant de drain mesuré, lorsqu'une perturbation est apportée depuis un de ses états d'équilibre, afin de comprendre certains phénomènes physiques. Le chronogramme de la Figure 2.7 résume brièvement trois expériences réalisées afin d'écarter le système de l'un de ses états d'équilibre puis étudier la relaxation du courant (retour à l'équilibre). Le temps de perturbation sera noté « t_{Stress} ». Pour étudier le retour à l'équilibre de notre système, il suffit donc de tracer la courbe $I_d(t)$ pour chaque paramètre libre. En d'autres termes, chaque expérience se base sur la fixation de deux paramètres et la modification du troisième.

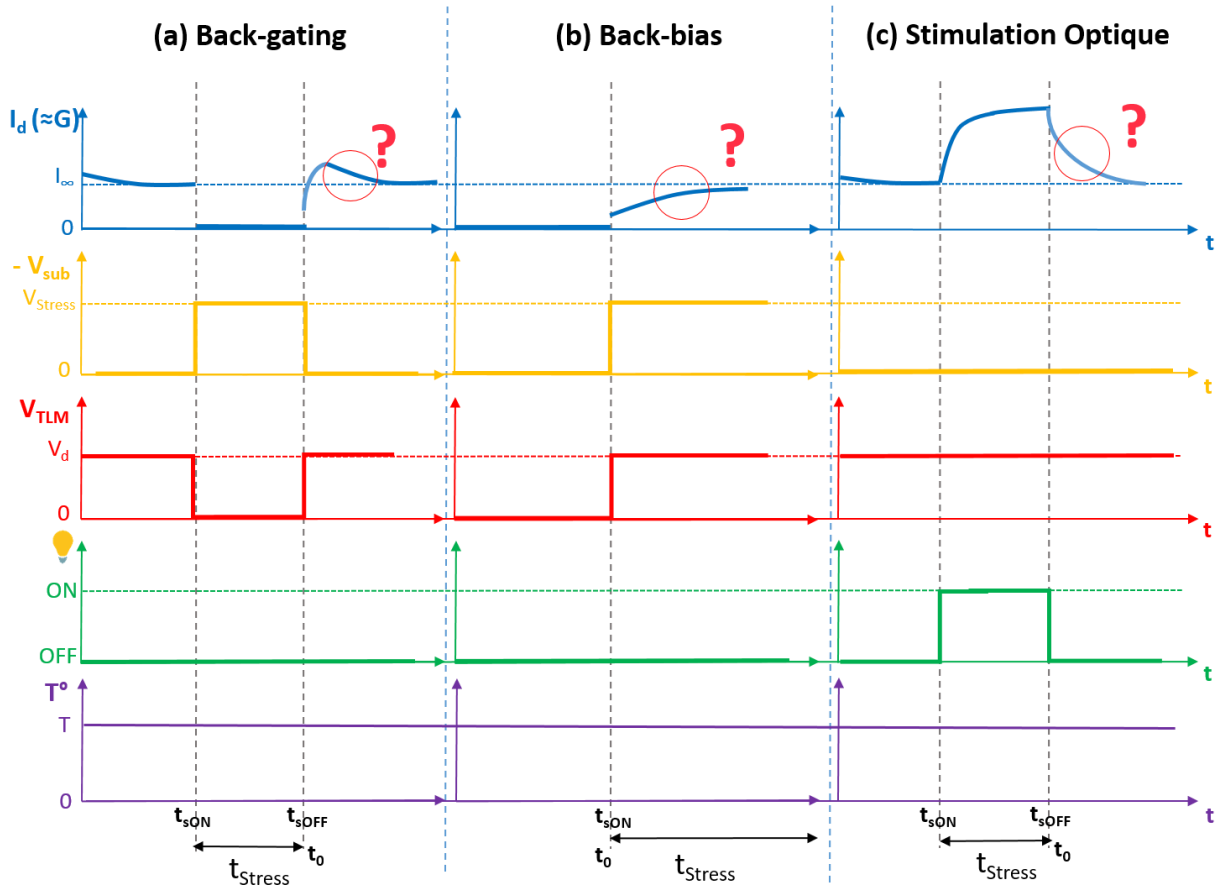


Figure 2.7 Principe de mesure des trois types d'expérience utilisées : (a) back-gating, (b) back-bias, (c) stimulation optique ; avec « t_{sON} » l'instant de début du stress, « t_{sOFF} » l'instant de fin du stress, « t_0 » temps de début de la phase de relaxation, « ? » la partie de la courbe que nous désirons étudier.

On peut différencier deux cas : lorsque le système revient à son état d'équilibre, on parle d'équilibre stable, comme nous allons le voir dans les tests (a) « back-gating » (cf. section 2.3.4.1) et (c) « stimulation optique » (cf. section 2.3.5), alors que, dans le deuxième cas, ce

système ne revient pas à son état de départ mais vers un nouveau état d'équilibre (cas du test (b) « back-bias » (cf. section 2.3.4.2)). Le paramètre modifié, dans les deux expériences « back-gating » et « back-bias », est le champ électrique, alors que l'éclairement sera le paramètre modifié dans le test « stimulation optique ». La température sera un paramètre sur lequel nous pourrions jouer pendant les trois expériences. Elle sera cependant gardée stable au cours de toutes ces expériences.

2.3.2 Dispositifs testés

Toutes les mesures présentées dans ce travail ont été réalisées sur des composants fournis par la société EXAGAN, plus précisément sur des structures HEMT AlGaN / GaN sans grille (structures TLM). En toute rigueur, les électrodes source et drain dans ces motifs TLM (Figure 2.6) devraient être nommées respectivement anode et cathode. Pour des raisons de simplicité et parce que le composant étudié est un HEMT, nous garderons les dénominations source et drain.

Pour des raisons de confidentialité, les détails technologiques ne peuvent pas être détaillés. Nous nous contenterons de présenter ici un nombre limité d'informations résumées dans le Tableau 2.1 et la Figure 2.8. Tous les dispositifs testés ont la même structure mais ils sont issus de quatre lots technologiques différents. Pour distinguer chacun de ces lots, nous leur avons attribué les lettres A, B, C et D. Chaque lot (ou option) technologique se distingue par son procédé technologique de fabrication des contacts métal/semi-conducteur et par son empilement épitaxial.

Pour pouvoir comparer les résultats obtenus, ces lots ont été choisis de façon à ce qu'au moins un paramètre change entre deux lots. Les options A et B ne présentent aucun paramètre en commun (à part la géométrie de la structure qui est commune à toutes les options technologiques citées). Le lot C a été fabriqué selon le même procédé technologique que B et avec la même épitaxie que le lot A, tandis que le lot D présente la même épitaxie que le lot B et a été fabriqué suivant un procédé technologique différent des trois autres lots.

Option technologique	Épitaxie (Epi 1)	Épitaxie (Epi 2)	Procédé technologique (Pro 1)	Procédé technologique (Pro 2)	Procédé technologique (Pro 3)
A	X		X		
B		X		X	
C	X			X	
D		X			X

Tableau 2.1 Récapitulatif des options technologiques (procédés d'épitaxie et procédés de fabrication) utilisées pour chaque groupe d'échantillons étudiés.

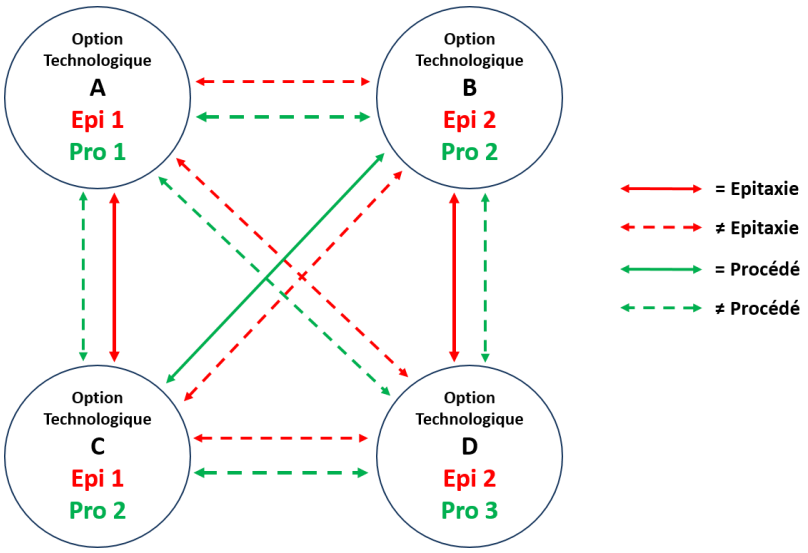


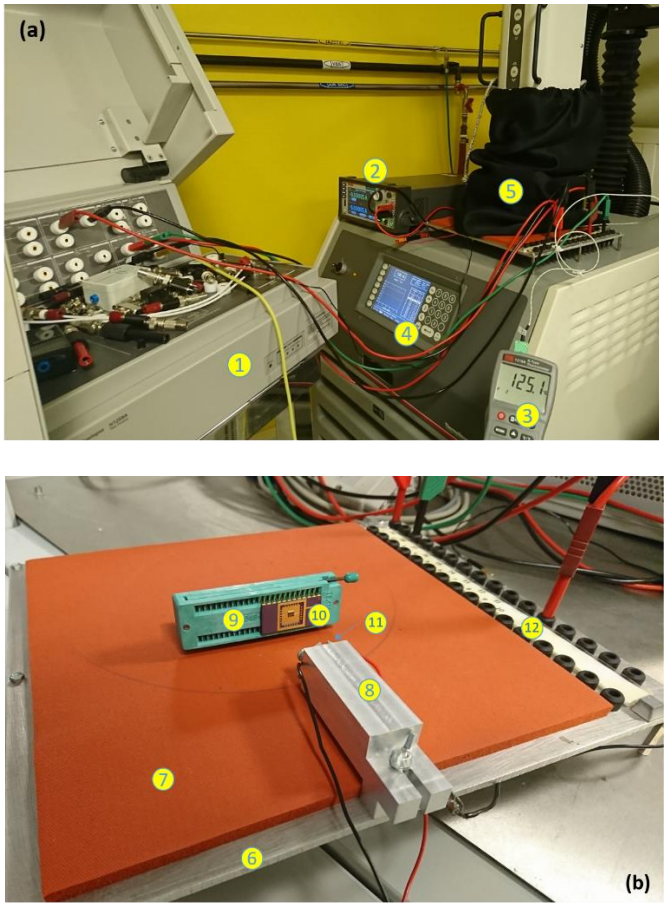
Figure 2.8 Schéma illustrant la différence entre les quatre options technologiques utilisées.

2.3.3 Outils et protocole expérimentaux

L'identification de la technique optimale permettant de caractériser les composants semi-conducteurs tels que le GaN est une étape critique et difficile à maitriser si nous souhaitons obtenir des résultats reproductibles et fiables. Ainsi, durant les travaux de cette thèse, certains problèmes techniques ont bloqué plusieurs fois l'avancement du projet et nous ont conduits à réduire le nombre de mesures afin de privilégier la qualité à la quantité. Cette partie sera consacrée à présenter les outils et les conditions à suivre en utilisant la version la plus aboutie de la méthode de mesure que nous avons développée. Les résultats obtenus au cours de la mise en place de cette méthode seront présentés progressivement dans le corps de ce chapitre et dans le troisième chapitre.

2.3.3.1 Outils et équipements

La illustre le banc expérimental que nous avons mis en place. L'analyseur utilisé pour la plupart des tests est le testeur de composants de puissance Agilent B1505A. Nous avons utilisé le générateur Keithley 2024 comme source de courant pour alimenter la LED UV (utilisée pour la stimulation lumineuse, partie 2.3.5).



1. Testeur de composants de puissance Agilent B1505A.
2. Source de courant pour alimenter la LED Keithley 2450.
3. Thermocouple pour mesurer la température dans la cloche.
4. Contrôleur de température TP04390A ThermoStream.
5. Cloche transparente permettant juste le passage des rayons UV de la LED et isolée de la lumière extérieure par un tissu noir opaque.
6. Plaque métallique connectée à la masse.
7. Mousse isolante thermiquement.
8. Support en aluminium permettant le refroidissement de la LED.
9. Support électrique permettant de maintenir le composant en position verticale.
10. Dispositif sous test assemblé.
11. LED UV 390 nm (OCU-440 UE390 Star) bien en face du dispositif.
12. Fiches bananes femelles permettant l'accès à toutes les électrodes du dispositif depuis l'extérieur.

Figure 2.9 Photographie : (a) des ensembles des équipements utilisés dans les mesures, (b) du composant testé sur son support avec accès électrique et placé face à la LED.

Tous les échantillons à tester ont été assemblés dans des boitiers céramique (KYOCERA C-DIP 24 broches) (il faut noter que la colle utilisée, pour fixer la puce dans le boitier, est conductrice permettant ainsi d'avoir un contact électrique avec le substrat). Le composant en boitier est placé au moyen d'un support « Zero Insertion Force » ZIF qui est

soudé en position verticale afin que la puce soit placée en face de la LED et alignée avec cette dernière. La LED est fixée sur un support en aluminium permettant de la refroidir et de régler la distance entre elle et le composant.

Ces deux supports sont à leur tour fixés sur une plaque métallique qui est couverte par une mousse thermiquement isolante et qui possède sur son extrémité des fiches bananes femelles qui permettent d'accéder de l'extérieur à toutes les électrodes de l'échantillon. Cette plaque doit être toujours liée à la masse pour éviter que des charges électrostatiques ne s'y accumulent. Pour monter en température, une source d'air sec (ThermoStream TP04390A) est utilisée. Cet équipement possède une cloche en verre, permettant ainsi la pénétration des rayons lumineux de la LED UV (cette transparence a été vérifiée expérimentalement). Cette cloche va maintenir l'échantillon sous test à la température de consigne. La cloche est ensuite recouverte par un tissu épais et opaque pour éviter les rayons lumineux extérieurs. Il est nécessaire de vérifier la température par un thermocouple, placé sous la cloche, tout au long de la mesure.

2.3.3.2 Protocole expérimental

Dans cette partie, nous décrivons aussi toutes les conditions expérimentales qui doivent être respectées avant, pendant et après chaque mesure afin d'obtenir des résultats reproductibles et fiables :

a) Choix des conditions de polarisation :

- La tension appliquée V_{TLM} (voir) doit être choisie dans la partie linéaire de la caractéristique I-V (voir partie 2.4.3.1). En outre, sa valeur ne doit pas être élevée pour éviter le phénomène d'auto-échauffement du système. La Figure 2.10 montre l'évolution de la température mesurée, en fonction du temps, à un point et une moyenne sur une zone rectangulaire « barre » placée entre deux électrodes, pour différentes valeurs de V_{TLM}. Cette mesure a été effectuée à l'aide d'une caméra IR « Infra-Red » (FLIR x6580sc). On peut remarquer qu'augmenter la valeur de V_{TLM} rend la température mesurée plus importante, ce qui accélère ainsi le phénomène d'auto-échauffement dans le composant sous test. Cela explique notre choix de la tension V_{TLM} appliquée pour la suite des mesures présentées dans ce chapitre (0,2 V et 0,5 V).

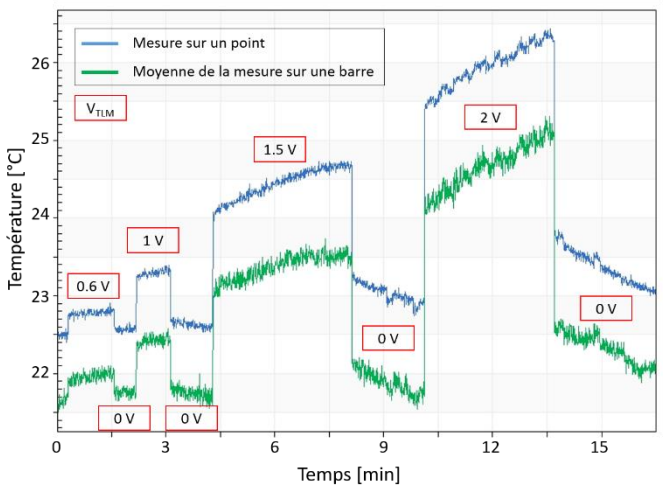


Figure 2.10 Évolution de la température en fonction du temps, pour plusieurs valeurs de V_{TLM}.

b) Précautions nécessaires sur les conditions environnementales :

- Prendre les mesures nécessaires pour éviter l'accumulation de charges électrostatiques (éviter que le substrat soit flottant ; connecter la plaque métallique à la masse ; porter un bracelet contre l'effet des décharges électrostatiques ESD en touchant les composants ou les équipements de mesure). Des tests qui ont été réalisés sans prendre ces précautions ont montré que les échantillons étaient sensibles aux champs électriques statiques et aux décharges électrostatiques directes et indirectes. Par exemple, en approchant la main ou une règle frottée avec un tissu, des pics de courant ont été observés. De même, avec un substrat flottant, le courant était très bruité.
- S'assurer de la bonne étanchéité de la cloche qui permet le contrôle de la température, afin qu'il n'y ait pas de fuites d'air chaud durant les tests.
- Attendre la stabilisation totale de la température dans la cloche (le courant mesuré peut être « erroné » si la température ainsi que le comportement du composant ne sont pas stabilisés avant le lancement d'une mesure).

c) Procédure de test :

- Mesurer toutes les résistances de la structure TLM, c'est-à-dire pour les différentes distances entre électrodes L_i, avant d'appliquer n'importe quel type de stress.
- Vérifier que la valeur du courant mesurée soit bien stable avant d'appliquer un « stress », en la comparant avec les valeurs de référence déjà obtenues (ce courant de

référence sera noté I_∞). En effet, des mesures successives doivent être accomplies et toutes les distances TLM seront « stressées » en même temps. Par conséquent, pour éviter l'effet cumulatif après chaque stress, il faut éventuellement attendre la stabilisation du courant, qui peut parfois prendre plusieurs heures. Cette condition est indispensable dans le cas des deux méthodes de stimulation électrique ; (i) avec le stress « back-bias », la mesure débute à un instant t_{sON}, et notre système est non comparable à la valeur du courant à $V_{sub} = 0$ V, d'où l'obligation de vérifier son état stable avant stress pour éviter l'effet cumulatif des mesures précédentes ; (ii) dans le cas de stress « back-gating », la mesure commence à l'instant t_{sOFF} et pendant le temps de stress « t_{Stress} » aucune mesure, qui permettrait de confirmer que le système atteint une valeur stable, n'a été réalisée. La seule façon d'éliminer l'effet cumulatif est donc d'attendre suffisamment entre chaque mesure ; (iii) dans le cas de la stimulation optique, t_{Stress} est choisi d'une façon à ce que le système atteigne une stabilisation avant de couper la stimulation. Cela nous assure que, même si à t_{sON} le système n'était pas stable, la mesure à partir de t_{sOFF} ne sera pas affectée par l'effet cumulatif. Cependant, la mesure de I_∞ dans ce cas, pour toutes les distances TLM, est toujours cruciale si on souhaite un traitement fiable.

Ainsi, si la valeur de I_∞ n'est pas la bonne, cela peut fausser toute la mesure et surtout compromettre leur analyse plus avancée. Des exemples dans lesquels ce point n'était pas respecté seront présentés dans la partie 2.3.4.1, où nous monterons des mesures non exploitables.

2.3.3.3 Avantages de la technique

Cette technique de caractérisation en boitier présente certains avantages par rapport à la caractérisation des composants avec une station sous pointes :

- La résistance du contact métal/pointe, lors d'une mesure sous pointes, peut être du même ordre de grandeur que la résistance mesurée sur notre structure. Puisque les dimensions des contacts métalliques ne nous ont pas permis d'utiliser la méthode quatre pointes, nous avons été obligés de trouver une solution qui nous permette d'éliminer ce problème. De fait, à chaque fois que l'on place la pointe sur une électrode, la résistance mesurée peut changer, en fonction de l'emplacement de la pointe et de la pression

exercée sur cette dernière. En revanche, la mesure avec des échantillons assemblés nous permet d'obtenir une faible valeur de la résistance des contacts qui est également plus reproductible. Notons que ce qui compte dans nos mesures est la variation de la résistance totale et non pas la valeur précise da la résistance elle-même.

- Cette technique permet également de gagner du temps puisque l'accès à tous les contacts est facilité par l'utilisation des connecteurs standards (fiches bananes) plus facilement manipulables qu'une station sous pointes.
- Une fois que le composant sous test est dans le noir absolu, il ne faut pas l'exposer à des sources extérieures de lumière (comme la lampe du microscope ou l'éclairage de la chambre) à chaque fois qu'on souhaite passer à une nouvelle mesure. Dans un test sous pointes (comme la station Karl Suss PA200), nous étions obligés de faire de la sorte alors qu'avec les composants assemblés, nous évitons ce problème.
- Des mesures moins bruitées ont été obtenues, en comparaison aux mesures sous pointes (avec la station Karl Suss PA200) qui sont perturbées par le « chuck » et le régulateur de température.

2.3.4 Stress électrique par le substrat

La jonction entre la couche tampon et le substrat crée une couche de déplétion qui contrôle le canal 2DEG du transistor sous la forme d'une grille « virtuelle » à partir de la face arrière. Par conséquent, grâce à la conductivité électrique du substrat en silicium permettant l'application d'une tension sur la face arrière des dispositifs, cet effet peut être utilisé pour contrôler le courant drain-source par une tension négative à travers un contact de substrat. Cette méthode de contrôle est appelée « back-gating ». Elle est utilisée dans le but d'étudier les propriétés physiques du matériau (états des défauts, effets de piégeage) [127].

Pour les HEMTs, l'influence de la tension du substrat est limitée à la région située en dessous du gaz d'électrons bidimensionnel. En effet, le peuplement des pièges situés à l'interface AlGaN / GaN, la barrière AlGaN et la surface ne changent pas grâce à l'effet d'écrantage du 2DEG, dans le cas où le canal n'est pas complètement déplété [128]. On peut donc considérer que tous les phénomènes, qui seront activés lors de l'application de cette tension sur la face arrière de la structure, sont localisés dans la couche tampon sans contribution

des effets de surface. Le diagramme de bandes de la structure AlGaN / GaN / Si lors d'une polarisation du substrat en inverse est illustré dans la Figure 2.11.

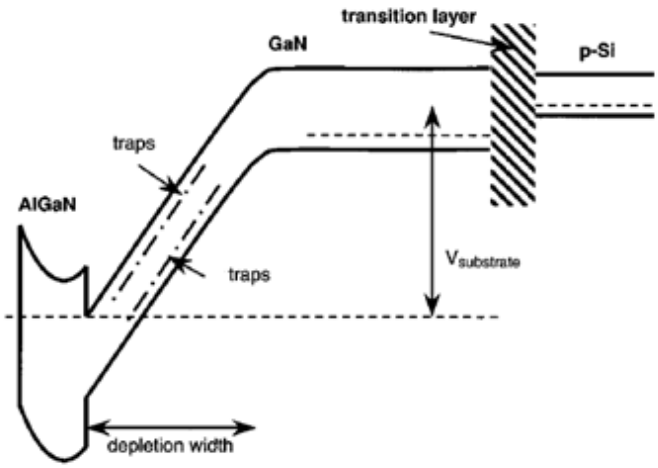


Figure 2.11 Diagramme de bandes de la structure AlGaN / GaN / Si avec un substrat polarisé en inverse [127].

Cette méthode a été utilisée dans plusieurs travaux. Des recherches ont été menées par Uren sur une structure HEMT AlGaN / GaN sur un substrat de SiC : l'influence d'une tension de « back-gating » a permis d'étudier les centres électriquement actifs dans le tampon GaN [129]. Ce chercheur a pu montrer que la couche d'appauvrissement en face arrière des HEMT AlGaN / GaN n'est pas située à l'interface substrat/couche tampon, mais qu'elle s'étend du 2DEG jusqu'à la couche tampon. En effet, les phénomènes activés ne proviennent pas de défauts situés dans la partie inférieure de la couche GaN, ils sont plutôt dus à des pièges situés près de l'interface AlGaN / GaN. La même méthode a été utilisée aussi par Marso [127] qui a étudié les pièges dans la couche tampon d'une structure HEMT AlGaN / GaN sur un substrat Si. La méthode de mesure a montré qu'aucun effet de surface n'était observé et que les pièges stimulés sont situés dans la région située au-dessous du canal 2DEG. En évaluant la relaxation du courant de drain mesuré en fonction de la température, le même chercheur a identifié la contribution des pièges porteurs majoritaires et minoritaires, avec des énergies d'activation de 0,2 eV et 0,37 eV respectivement. De plus, des études plus récentes, réalisées sur des HEMT en GaN sans grille développés sur des tampons dopés au carbone, ont montré que la réduction du courant résultant du stress généré par le « back-gating » est liée à un procédé d'émission de

trous à partir d'un niveau de pièges à trous de type accepteur avec une densité correspondant à 0,6 % de la concentration nominale en dopage du carbone [128].

2.3.4.1 Mesures $I_d(t)$ après le stress (« back-gating »)

Les mesures présentées par la suite ont été réalisées sur des structures spéciales d'HEMT AlGaN / GaN sans grille (structure TLM), provenant du lot technologique A (Figure 2.12). Le courant de drain I_d en fonction du temps, après la commutation de la tension de polarisation du substrat (V_{sub}) à l'instant $t = t_0$, a été mesuré à une tension de drain constante ($V_{TLM} = V_d$), avec la source connectée à la masse. Afin de réduire les effets d'auto-échauffement, il faut choisir des petites valeurs de V_d (voir Figure 2.10). À $t = t_{ON}$, un échelon de tension négatif de 0 V à V_{Stress} est appliqué au substrat et la tension de polarisation appliquée au drain passe de V_d à 0 V. À la fin de cet échelon, donc à $t = t_0 = t_{OFF}$, les valeurs des tensions appliquées reviennent à leurs valeurs initiales. L'allure du courant de drain I_d à partir de t_0 sera étudiée dans cette partie. La Figure 2.7-(a) schématise le principe et les étapes à suivre durant le test de « back-gating ». La phase avant stress est une phase de « récupération » qui était présentée dans le protocole expérimental dans la section 2.3.3.2, mais elle n'a pas été totalement respectée lors de ces mesures, ce qui rend les résultats non exploitables, comme nous le verrons après. L'évolution temporelle du courant I_d, pendant le stress, sera étudiée sous d'autres conditions de test dans la section suivante.

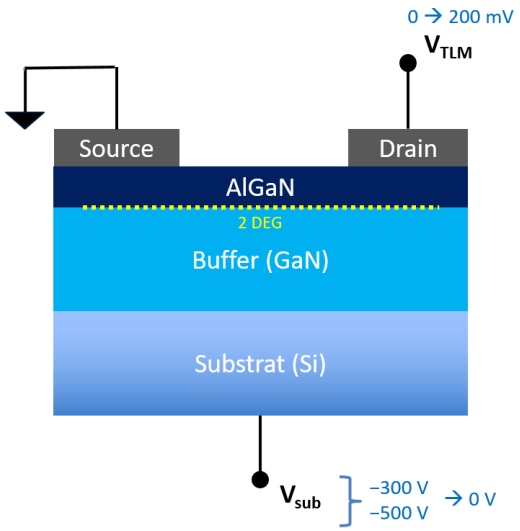
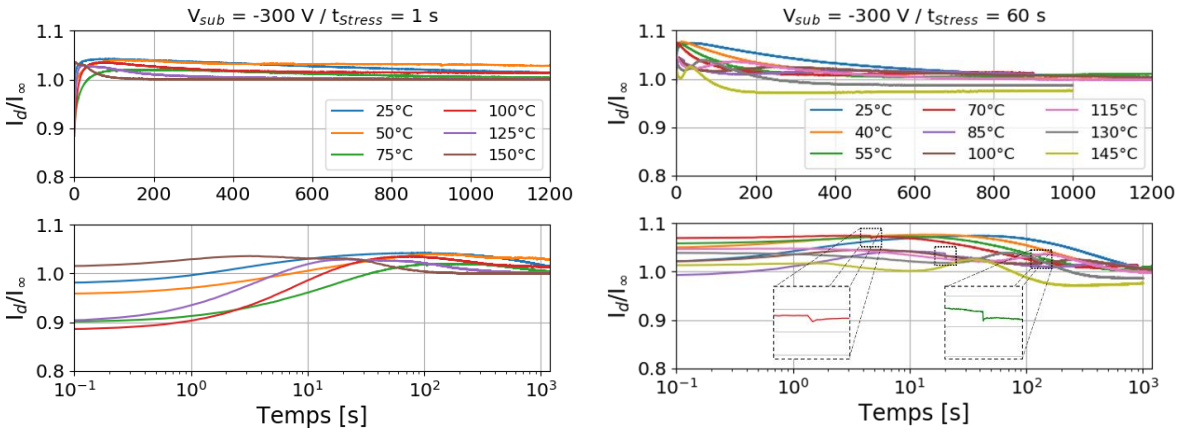


Figure 2.12 Coupe transversale de la structure HEMT AlGaN / GaN sans grille, avec les conditions de la commutation à $t_0 = t_{OFF}$.

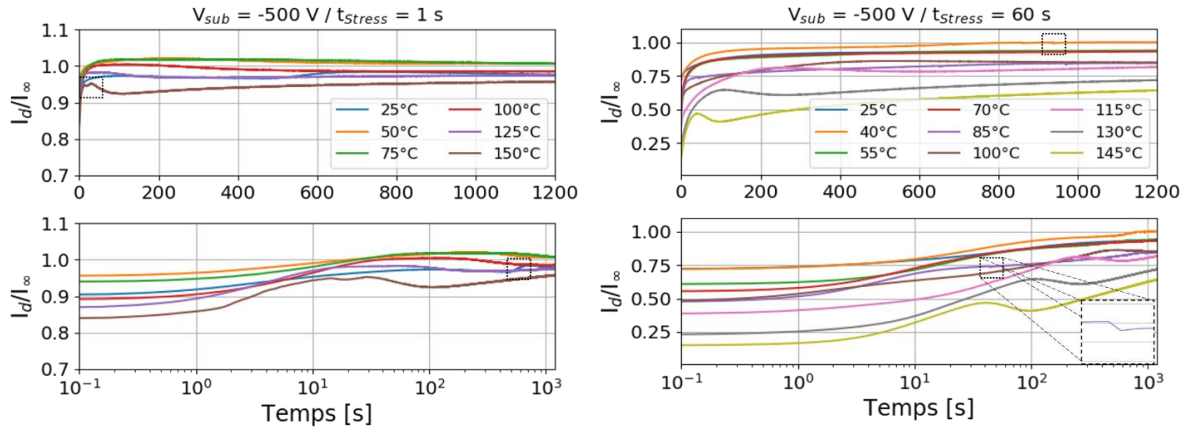
Les mesures de courant en fonction du temps ont été effectuées avec un analyseur de paramètres à semi-conducteurs Agilent B1505A. Le même analyseur est aussi utilisé pour fournir la tension appliquée au substrat. Dans cette partie, toutes les mesures ont été menées sur des échantillons provenant du lot technologique A, avec deux stations sous pointes différentes (Karl Suss PA200 et Cascade Summit 12000). En outre, ces tests ont été effectués à des températures comprises entre 25 °C et 150 °C et pour différentes durées de stress (t_{Stress}). La valeur de la tension de polarisation drain-source choisie est V_{TLM} = 200 mV, pour éviter tout effet d'auto-échauffement. Les valeurs d'I_d mesurées ont ensuite été normalisées par rapport au courant mesuré avant toutes stimulation (I_∞), qui est donc la valeur que le courant doit atteindre après relaxation complète.

La Figure 2.13 décrit les transitoires des courants de drain normalisés, mesurés à différentes températures après un stress électrique appliqué pendant 1 seconde (a) et 60 secondes (b) (avec une tension V_{sub} passant de - 300 V à 0 V). Les transitoires du courant de drain normalisés mesurés sous les mêmes conditions, mais avec une tension de stress V_{sub} = - 500 V, sont illustrés à la Figure 2.14.



(a) (b)

Figure 2.13 Courant de drain normalisé en fonction de temps, mesuré après le stress sous différentes températures, avec V_{TLM} = 200 mV ; V_{sub} = - 300 V ; dans l'obscurité ; station sous pointes PA200 ; (a) t_{Stress} = 1 s, (b) t_{Stress} = 60 s ; courbes du haut en échelle linéaire, courbes du bas en échelle logarithmique ; les petits carrés noirs montrent les perturbations durant la mesure.



(a) (b)

Figure 2.14 Courant de drain normalisé en fonction de temps, mesuré après le stress sous différentes températures, avec V_{TLM} = 200 mV ; V_{sub} = - 500 V ; dans l'obscurité ; station sous pointes PA200 ; (a) t_{Stress} = 1 s, (b) t_{Stress} = 60 s ; courbes du haut en échelle linéaire, courbes du bas en échelle logarithmique; les petits carrés noirs montrent les perturbations durant la mesure.

Les tensions V_{sub} utilisées ont été choisies de façon à ce qu'on ne crée pas un claquage vertical entre le substrat et la source. En fait, ces mesures résumées dans les deux figures ont été réalisées en utilisant la station sous pointes Karl Suss PA200. On peut remarquer que les courbes présentent des perturbations, marquées par des petits carrés noirs sur la Figure 2.13 et la Figure 2.14, dues au bruit généré par le régulateur de température du « chuck » de la station sous pointes.

En outre, un autre point pour obtenir des extractions de constantes de temps fiables n'a pas été respecté puisque les mesures ont été réalisées successivement sans attendre la relaxation complète du courant (retour à l'état d'équilibre). Cela peut être illustré à partir de la Figure 2.15, qui présente un exemple des valeurs de I_∞, I_{d0} ainsi que du rapport entre les deux en fonction de la température (I_{d0} est la valeur du courant à l'instant de fin du stress « t_{sOFF} » et I_∞ est la valeur du courant à l'instant de début du stress « t_{sON} », avec $\Delta I = I_{d0} - I_\infty$). On peut noter que la variation du rapport ($\Delta I / I_\infty$) en fonction de la température n'est pas régulière (strictement décroissante), ce qui montre que la mesure du courant I_∞ doit être faite avec plus d'attention. Des mesures qui affichent une bonne régularité des courbes n'ont pas été effectuées avec ce type de test : en effet, nous avons donné plus d'importance aux mesures optiques où nous montrons un exemple avec la maitrise de calcul de I_∞ (cf. section 2.3.5.3). Les mesures effectuées avec le test « back-gating » ne sont donc pas exploitables puisque les valeurs de I_∞ ne sont pas fiables et les courbes sont bruitées.

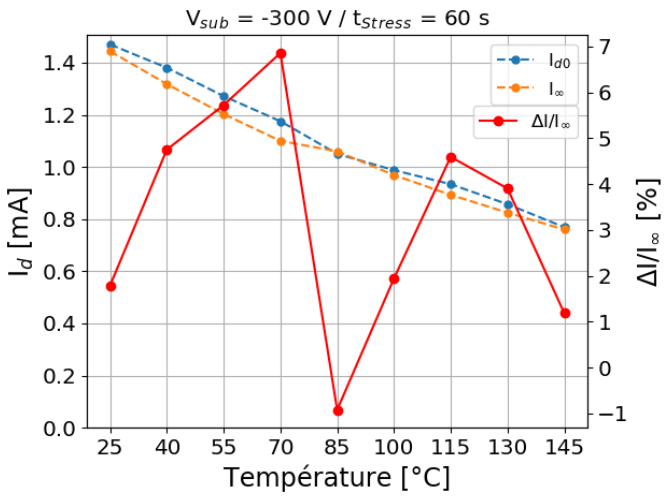


Figure 2.15 I_{d0} et I_∞ en fonction de la température (à gauche) ; le rapport $\Delta I / I_\infty$ en fonction de la température (à droite), pour un test avec les conditions suivantes : V_{TLM} = 200 mV ; V_{sub} = - 300 V, dans l'obscurité, station sous pointes PA200, t_{Stress} = 60 s.

Malgré tous ces problèmes, on peut noter que le temps de stress et la tension de stress appliquée au substrat activent des défauts de nature différente puisque les courbes ne gardent pas les mêmes allures. Ceci est bien clair avec l'exemple du stress de 60 secondes à V_{sub} = - 500 V, où les courants transitoires ne dépassent pas la valeur nominale, alors que, sous d'autres conditions, le courant mesuré atteint cette valeur et la dépasse pour diminuer ensuite avec le temps.

Pour des mesures plus propres et moins bruitées, nous avons caractérisé les mêmes échantillons avec la station sous pointes Cascade Summit 12000. Cette dernière est une station blindée, améliorant ainsi la protection contre le bruit extérieur, et possède un régulateur de température qui n'induit pas de bruit sur la mesure.

La Figure 2.16 montre la meilleure qualité des mesures, sous les mêmes conditions de test qu'avec la station PA200. L'inconvénient, dans ce cas, est que la configuration des pointes de test de cette station les rend trop souples et la résistance de contact avec le métal des électrodes est plus importante et plus variable qu'avec la PA200 en fonction de la pression et de la position de la pointe. Encore une fois, les valeurs des I_∞ ne sont donc pas fiables pour pouvoir ensuite traiter les données de façon satisfaisante.

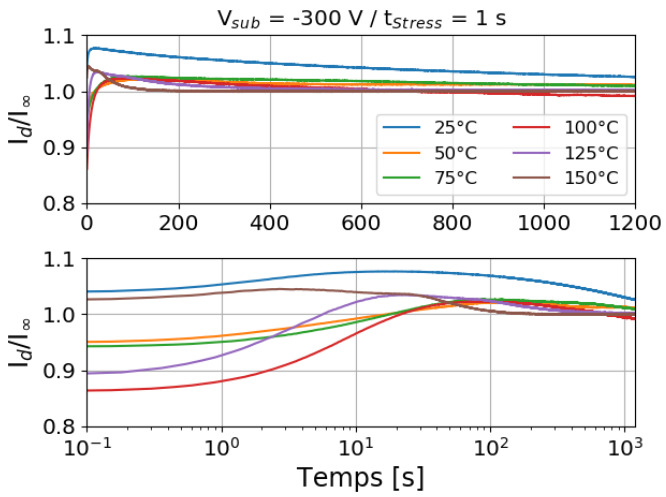


Figure 2.16 Courant de drain normalisé en fonction de temps, mesuré après le stress sous différentes températures, avec V_{TLM} = 200 mV ; V_{sub} = - 300 V ; t_{Stress} = 1 s ; dans l'obscurité ; station sous pointes Cascade ; courbes du haut en échelle linéaire, courbes du bas en échelle logarithmique.

En outre, avec cette configuration, nous sommes toujours obligés d'exposer notre dispositif sous test à la lumière du microscope pour pouvoir poser les pointes. Comme le montre la Figure 2.17, l'allure du courant de drain, après stress, peut être influencée par la présence d'une source lumineuse, prouvant ainsi la sensibilité des dispositifs testés à la lumière (ce phénomène sera développé dans la partie 2.3.5). Utiliser une illumination permanente (bien stable), pour observer des dynamiques plus rapides, pourrait-être une piste intéressante pour faire des caractérisations plus rapides et donc avoir des temps d'acquisition plus courts.

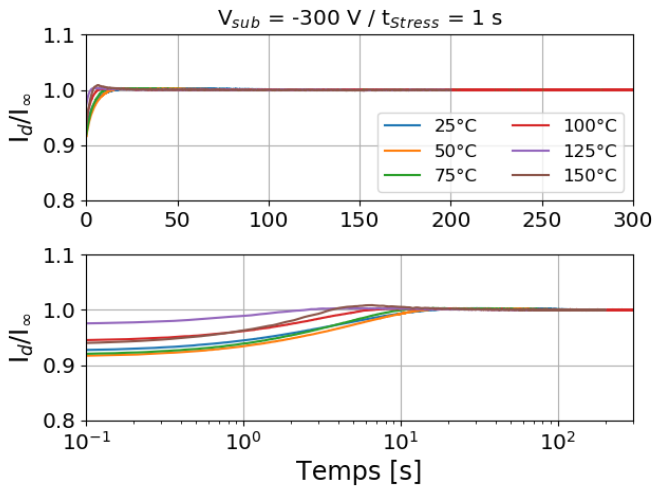


Figure 2.17 Courant de drain normalisé en fonction de temps, mesuré après le stress sous différentes températures, avec V_{TLM} = 200 mV ; V_{sub} = - 500 V ; t_{Stress} = 1 s ; sous la présence d'une source lumineuse ; courbes du haut en échelle linéaire, courbes du bas en échelle logarithmique.

2.3.4.2 Mesures $I_d(t)$ pendant le stress (« back-bias »)

Les mesures présentées dans cette partie ont été réalisées aussi sur la structure TLM (HEMT AlGaN / GaN « sans grille ») afin d'identifier les niveaux des pièges dans la couche tampon de GaN. La Figure 2.7-(b) schématise le principe et les étapes à suivre durant le test de « back-bias ». En revanche, la technique de caractérisation mise en œuvre par la suite est celle utilisant des composants assemblés. En outre, le courant de drain en fonction du temps à V_{TLM} = 0,5 V (avec la source connectée à la masse) a été mesuré lorsque la polarisation du substrat V_{sub} commute de 0 V à -100 V à l'instant t = t_{sON} = t_0, dans l'obscurité. L'allure du courant de drain I_d à partir de cet instant t_0 sera étudiée dans cette partie. La Figure 2.18 montre une coupe transversale de la structure TLM HEMT AlGaN / GaN avec les conditions de test.

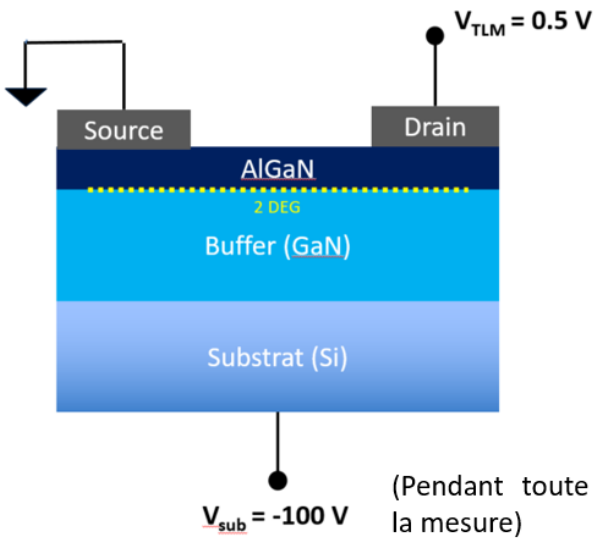
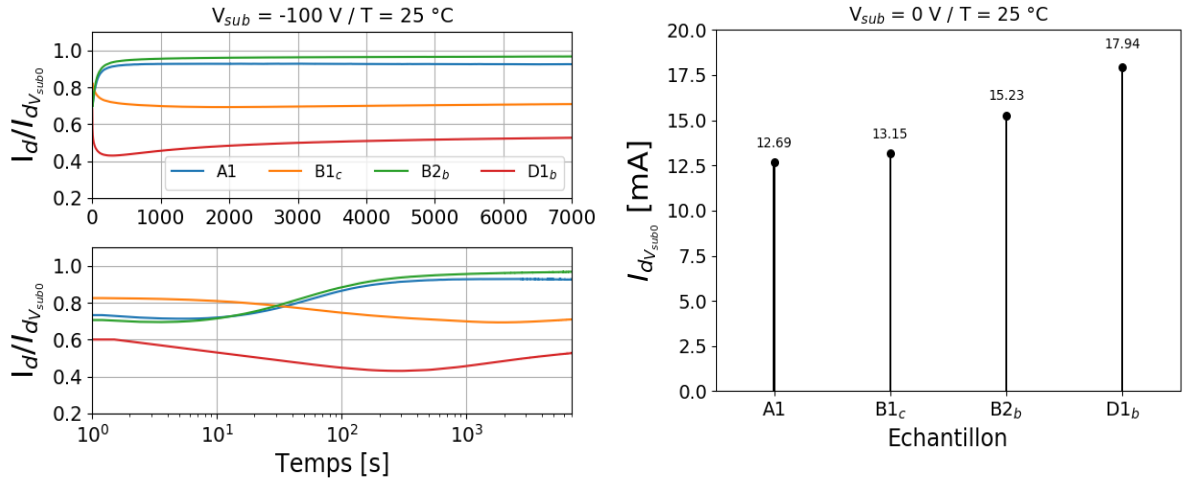


Figure 2.18 Coupe transversale de la structure HEMT AlGaN / GaN sans grille, avec les conditions pendant le test à t_0 = t_{ON}.

La Figure 2.19 montre une comparaison entre le transitoire du courant de drain, normalisé par rapport à $I_{dV_{subo}}$ (la valeur du courant à V_{sub} = 0 V), pendant le stress « back-bias » avec V_{sub} = - 100 V. La tension V_{sub} utilisée a été choisie de façon à ce que le 2DEG ne soit pas complètement dépeuplé. Ce stress est appliqué sur des échantillons provenant de trois lots technologiques, A, B et D (voir Figure 2.8), à T = 25 °C. Il faut noter pour la suite que les échantillons $B1_c$ et $D2_c$ proviennent respectivement du centre des plaques B et D, alors que $B2_b$

et $D1_b$ proviennent du bord des mêmes plaques respectivement (indice « c » pour centre et indice « b » pour bord). On peut remarquer, d'après ces quatre courbes, que le transitoire du courant mesuré diminue après l'application de la tension V_{sub}, puis augmente avec le temps. La diminution du courant est rapide pour les échantillons A1 et $B2_b$ qui ont le même comportement, tandis qu'elle est lente pour les deux autres qui ont presque la même allure mais présentent une différence par rapport à la valeur du courant normalisée tout au long de la mesure.

Ce comportement indique l'existence de plusieurs contributions de pièges. En d'autres termes, les pièges existants ont des propriétés différentes (énergies d'activation E_a et section de capture σ_n). Ce sujet sera traité dans le 3ème chapitre. Des études ont démontré que la diminution du courant de drain est attribuée à la génération de charges négatives dans la couche tampon / transition par l'ionisation des pièges de type accepteurs, qui appauvrissent le 2DEG. L'augmentation du courant de drain est causée par l'ionisation des pièges à donneurs, générant des charges positives [127], [130].



(a) (b)

Figure 2.19 (a) Courant de drain en fonction du temps, normalisé par rapport à I_d mesuré à V_{sub} = 0 V, avec V_{sub} = - 100 V, courbes du haut en échelle linéaire, courbes du bas en échelle logarithmique ; (b) histogramme montrant les valeurs du courant $I_{d_{V_{sub0}}}$, avec V_{sub} = 0 V; pour différents échantillons ; avec V_{TLM} = 500 mV ; dans l'obscurité ; T = 25 °C.

Les échantillons $B1_c$, $B2_b$, $D1_b$ et $D2_c$ ont été testés dans les mêmes conditions à différentes températures de 25 °C à 125 °C avec un pas de 25 °C.

La Figure 2.20 illustre le courant de drain en fonction du temps, normalisé par rapport à I_d mesuré à $V_{sub} = 0$ V et mesuré pendant le stress à différentes températures, pour $B1_b$ et $B2_c$. On peut remarquer, surtout pour $B1_c$, que la diminution du courant, qui était lente à température ambiante, est accélérée à 50 °C et 75 °C, et on n'arrive plus à la détecter à des plus hautes températures. D'autre part, l'augmentation du courant qui suit la diminution est aussi accélérée à hautes température jusqu'à ce qu'elle soit dominante. Cela fait de ces composants et ces conditions de test à haute température des bons candidats pour l'utilisation d'une manipulation plus rapide.

En comparant $B1_c$ et $B2_b$, on peut noter qu'à hautes températures on s'approche d'une valeur proche du courant mesuré avant stress, plus rapidement avec l'échantillon du centre de plaque ($B1_c$) qu'avec celui du bord ($B2_b$) (la récupération est presque totale pour $B1_c$). Cependant, à une température de 25 °C, on peut remarquer qu'atteindre une valeur, plus ou moins stable, est plus rapide pour l'échantillon $B2_b$ que pour $B1_c$.

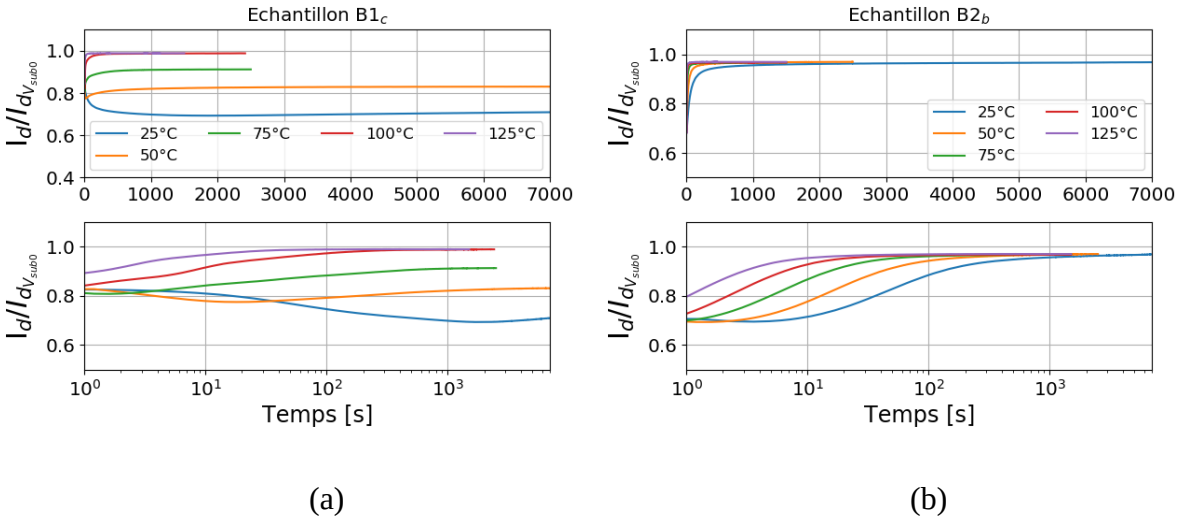
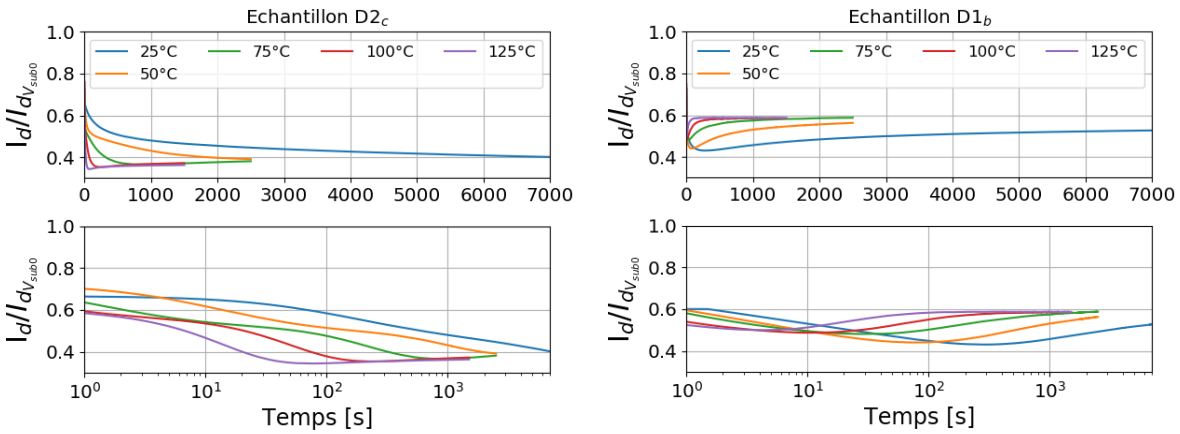


Figure 2.20 Courant de drain en fonction de temps, normalisé par rapport à I_d mesuré à $V_{sub} = 0$ V, mesuré pendant le stress sous différentes températures, avec $V_{TLM} = 500$ mV ; $V_{sub} = -100$ V ; dans l'obscurité, pour les échantillons (a) $B1_c$ et (b) $B2_b$; courbes du haut en échelle linéaire, courbes du bas en échelle logarithmique.

La Figure 2.21 montre l'influence du stress appliqué sur le courant de drain mesuré sur les échantillons $D1_b$ et $D2_c$. Une diminution du courant suivie d'une augmentation peut être remarquée pour $D1_b$ à toutes les températures, alors que, pour $D2_c$, la diminution du courant est très lente et on n'arrive pas à observer une montée pendant la durée du test (7000 secondes), à 25 °C et 50 °C.

On en déduit que, pour les échantillons provenant du bord ($B2_b$ et $D1_b$), la récupération du courant est plus rapide mais elle n'atteint pas la valeur de I_∞ à V_{sub} = 0 V, même à haute température. L'échantillon $D2_c$ présente essentiellement des pièges de type accepteurs puisque la diminution du courant est dominante. En outre, l'accélération de retour à une valeur constante du courant I_d, induite par la température, suggère que les résultats observés sont liés à un phénomène activé thermiquement. Ceci indique aussi que la technique de mesure utilisée durant ce test est beaucoup plus fiable que celle du stress « back-gating ».



(a) (b)

Figure 2.21 Courant de drain en fonction de temps, normalisé par rapport à I_d mesuré à V_{sub} = 0 V, mesuré pendant le stress sous différentes températures, avec V_{TLM} = 500 mV ; V_{sub} = - 100 V ; dans l'obscurité, pour les échantillons (a) $D2_c$ et (b) $D1_b$; courbes du haut en échelle linéaire, courbes du bas en échelle logarithmique.

En outre, même si B et D ont le même empilement épitaxial, ils présentent un comportement différent (même à des hautes températures, le courant mesuré pour le lot D est loin d'atteindre la valeur de I_∞ à V_{sub} = 0 V contrairement au lot B). En effet, ces lots ont un procédé de fabrication différent (Figure 2.8), plus particulièrement le budget thermique (les échantillons n'ont pas vu la même température pendant le procédé). Ceci pourrait expliquer l'apparition de pièges qui ne correspondent pas aux mêmes niveaux.

La Figure 2.22 résume les valeurs du courant avant stress $I_{d_{V_{sub0}}}$ en fonction de la température pour les différents échantillons. On peut remarquer que ce courant décroit en fonction de la température, ce qui montre que le phénomène physique « phonon scattering »

est le mécanisme à l'origine de la dégradation de la mobilité en fonction de la température ($\mu \alpha T^{-1}$), sur cette échelle de température [131].

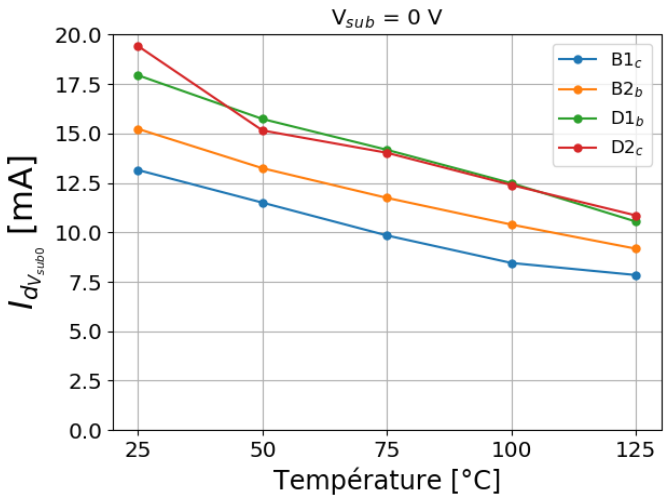


Figure 2.22 $I_{d_{V_{sub0}}}$ en fonction de la température pour différents échantillons ; avec V_{TLM} = 500 mV ; dans l'obscurité ; avec V_{sub} = 0 V;

2.3.5 Stimulation lumineuse

Cette sous-section sera dédiée au deuxième type de mesure utilisée : la stimulation optique (ou lumineuse). Nous montrons premièrement l'effet de la lumière sur le comportement des dispositifs qui y sont exposés. Nous expliquons ensuite le choix de la longueur d'onde utilisé dans cette expérience. Quelques résultats supplémentaires seront exposés à la fin de cette partie, montrant l'allure du courant mesuré dans le domaine temporel, dépendant de la température et de l'illumination. La Figure 2.7-(c) schématise le principe et les étapes à suivre durant le test de « stimulation optique ».

2.3.5.1 Effet de la lumière sur le comportement du composant

Divers groupes de recherche ont démontré que la conductivité dans le canal 2DEG à l'interface AlGaN / GaN est sensible à la lumière [132]–[138]. Ces travaux ont confirmé que, sous un éclairage UV, la conductivité du canal augmente et qu'une variation importante du

courant de drain a été observée. Cette augmentation de la conductivité est due à la combinaison des effets des électrons en excès générés dans le canal 2DEG et des trous en excès générés après absorption de l'énergie optique [137].

Ce mécanisme d'injection de trous est illustré schématiquement sur la . Plus précisément, on a pu démontrer que trois mécanismes possibles pour l'augmentation de la conductivité dans le canal 2DEG après illumination dans l'hétérostructure AlGaN / GaN peuvent exister : la photo-ionisation des états de charges de surface [43], [137], [139]; la photo-ionisation de donneurs profonds dans la couche de GaN [135], [137]; et la génération de paires électron-trou dans la couche de GaN (dans le cas où les photons UV ont une énergie supérieure à la bande interdite de l'AlGaN) [140], [141].

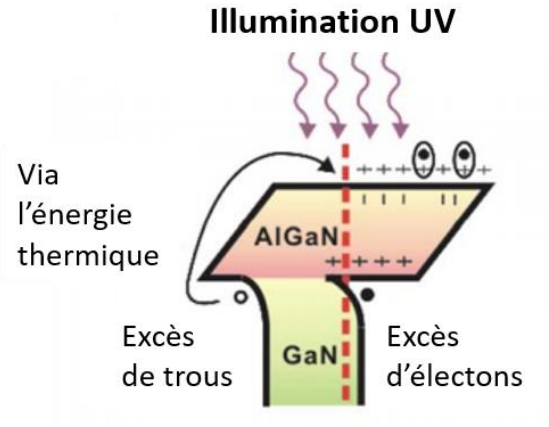


Figure 2.23 Modèle physique relatif à la dynamique des porteurs pour une hétérostructure AlGaN / GaN montrant les trous en excès générés par l'éclairage UV qui sont capturés par les états de surface après absorption de l'énergie thermique [137].

Dans la condition de stimulation où l'énergie des photons est inférieure à la bande interdite du GaN ($h\upsilon < E_{g\text{-}GaN}$), cette énergie n'est pas assez importante pour générer des paires électron-trou. Dans le cas où $h\upsilon > E_{g\text{-}GaN}$, en plus de la photo-excitation d'impuretés profondes, la stimulation bande à bande génère également des paires électron-trou.

La Figure 2.24 donne un exemple de la caractéristique I-V d'un HEMT AlGaN / GaN dans l'obscurité et sous un éclairage UV de 275 nm.

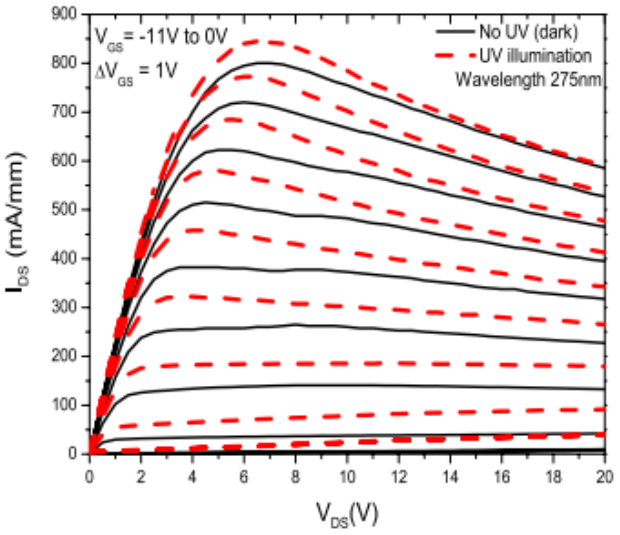


Figure 2.24 Caractéristiques de sortie I-V d'un HEMT AlGaN / GaN, dans l'obscurité et sous un éclairage UV [140].

Lors de nos travaux, la variation du courant de drain a été remarquée grâce aux mesures de stress par « back-gating ». La Figure 2.25 montre que la récupération du courant après le stress est plus rapide avec un échantillon éclairé par une source lumineuse que le même échantillon testé en obscurité (le choix de la source lumineuse sera traité dans la section suivante). L'éclairage par la source lumineuse a donc favorisé la réduction du temps de retour à l'équilibre du courant de drain.

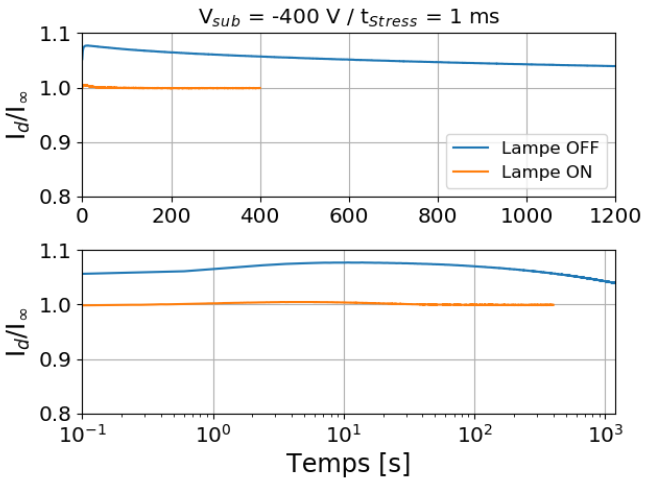


Figure 2.25 Courant de drain normalisé en fonction du temps mesuré après stress « back-gating », avec V_{TLM} = 1 V ; V_{sub} = - 400 V ; t_{Stress} = 1 ms ; sous et sans la présence d'une source lumineuse; courbes du haut en échelle linéaire, courbes du bas en échelle logarithmique.

La Figure 2.26 montre une comparaison entre le spectre lumineux mesuré, de la lampe du microscope, à faible luminosité et à forte luminosité. On peut remarquer qu'avec l'augmentation de la luminosité (puissance lumineuse) il apparaît des longueurs d'onde plus courtes ($\lambda < 440$ nm). Ainsi, nous avons supposé que ce sont les longueurs d'onde les plus proches de l'UV qui influent le plus sur le courant de drain mesuré. Pour confirmer cette hypothèse, le même échantillon a également été exposé à une lampe blanche associée à un monochromateur qui permet de sélectionner une longueur d'onde particulière.

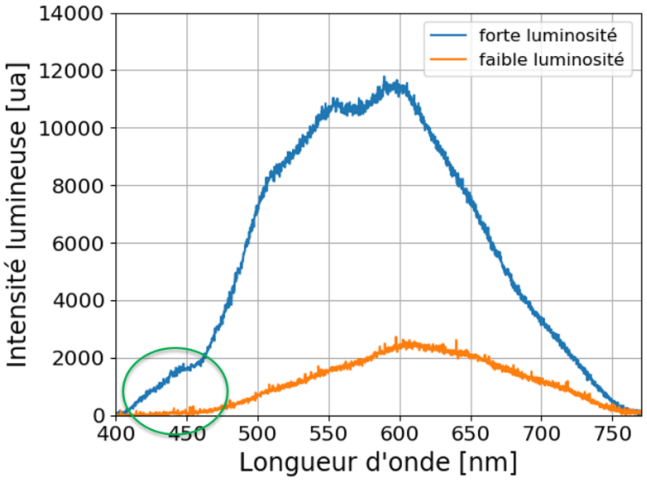


Figure 2.26 Comparaison entre les spectres lumineux de la lampe du microscope à faible (orange) et forte (bleu) luminosité.

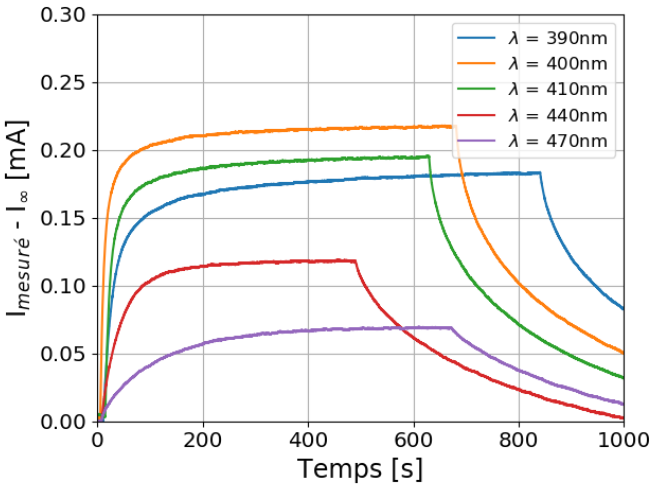


Figure 2.27 Variations du courant mesuré en fonction du temps à plusieurs longueurs d'onde ; I_∞ représente le courant mesuré à l'obscurité. V_{TLM} = 200 mV ; T = 25 ° C ; sous un éclairement de l'ordre de quelques µW/cm². l'illumination est appliquée à t = 10 s pour les différentes longueurs d'onde, elle est ensuite coupée à des instants différents.

L'évolution du courant en fonction du temps après illumination pour différentes longueurs d'onde est illustrée à la (l'illumination est appliquée à t = 10 s pour les différentes longueurs d'onde, elle est ensuite coupée à des instants différents (expérience manuelle)). Nous pouvons observer une augmentation du courant de drain mesuré lorsque l'échantillon est éclairé et une diminution de ce courant une fois que l'éclairage a été coupé.

2.3.5.2 Choix de la longueur d'onde utilisée

La longueur d'onde centrale de la LED UV utilisée est de 393 nm (correspondant à une énergie de photons de 3,16 eV). La largeur à mi-hauteur FWHM (« Full Width at Half Maximum ») de la LED est de 13 nm. La Figure 2.28 présente le spectre d'émission de cette LED et montre que l'énergie de photon correspondante est inférieure aux énergies de bande interdite du GaN, du SiN et de l'AlN (respectivement en rouge, violet et vert sur la Figure 2.28). La lumière utilisée n'affecte donc que les pièges présents dans ces matériaux et ne permet pas la génération directe de paires électron-trou. Par conséquent, nous pouvons obtenir des informations sur les pièges (sur l'état de surface et dans la couche tampon GaN) qui sont responsables du phénomène de la résistance dynamique dont souffrent les structures HEMT en GaN.

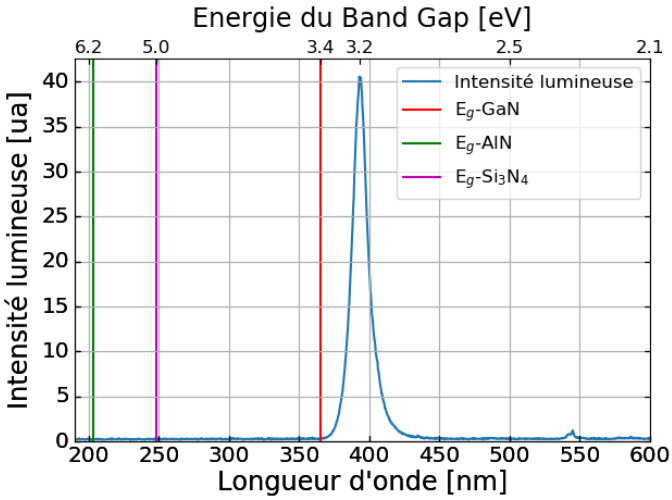


Figure 2.28 Spectre d'émission de la lumière LED UV utilisée (bleu), énergies de bande interdite correspondantes de : GaN (rouge), AlN (vert), Si3N4 (violet).

2.3.5.3 Résultats de la stimulation lumineuse

Pour garder les mêmes conditions de test, chaque échantillon sous test a été globalement exposé par la face avant aux rayons UV pour une même durée de t_{Stress} = 50 s (valeur choisie expérimentalement afin que le courant atteigne une stabilisation avant de couper la stimulation). Cela nous assure que, même si le courant mesuré à t_{sON} n'était pas stable, la mesure à partir de t_{sOFF} ne sera pas affectée par l'effet cumulatif, comme déjà expliqué dans la section 2.3.3.2. La Figure 2.29 donne un exemple de la variation du courant de drain mesuré en fonction du temps, une fois que l'échantillon sous test est éclairé (à l'instant t_{sON}), ainsi que la relaxation de ce courant après que la LED soit éteinte (à l'instant t_{sOFF}). La Figure 2.30 illustre les résultats des tests qui ont été réalisés sur l'échantillon D2. Les courbes de (a) présentent le courant normalisé de la phase retour à l'équilibre pour différentes longueurs de L_i, pour une température de 50 °C, alors que celles de (b) montrent l'allure du même courant à différentes températures, pour une distance L_i = 16 µm. Nous définissons ΔI la valeur de la variation totale du courant mesuré ($\Delta I = I_{d0} - I_\infty$), où I_{d0} est la valeur du courant à l'instant t_{sOFF} et I_∞ est la valeur du courant à l'instant t_{sON}. Le calcul de ces deux courants sera abordé dans la section 2.4.3.1. Le traitement numérique de ces mesures, ainsi que d'autres, sera un sujet abordé dans le 3ème chapitre en ce qui concerne l'exploitation des données pour la phase de relaxation.

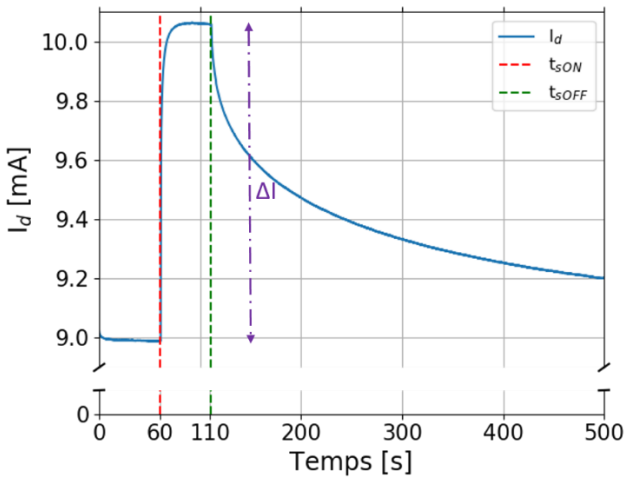
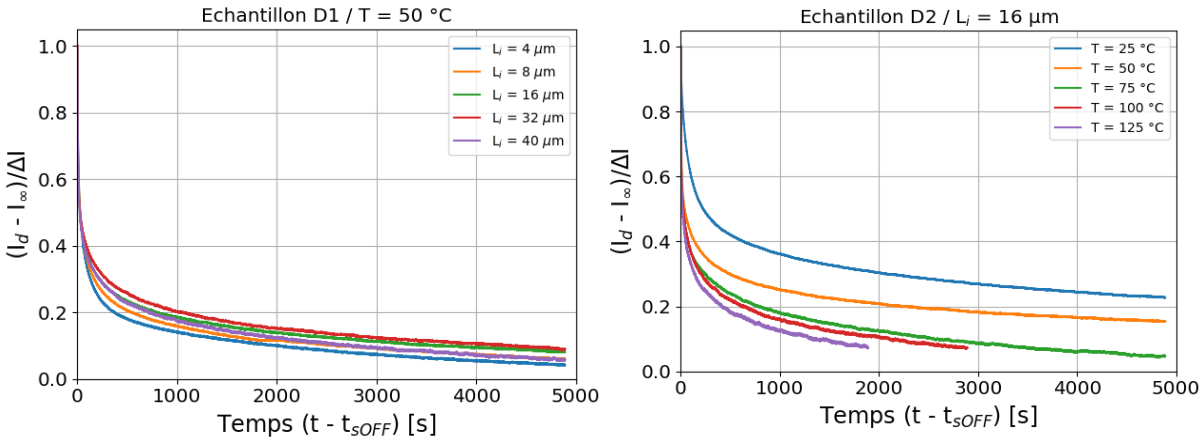


Figure 2.29 Exemple de courbe montrant la variation du courant en fonction du temps à t_{sON} (LED ON) et t_{sOFF} (LED OFF) ; ΔI est la valeur de la variation totale du courant mesuré ($\Delta I = I_{d0} - I_\infty$).



(a) (b)

Figure 2.30 Courant de drain normalisé en fonction de temps, mesuré après le stress optique, (a) pour l'échantillon D1, T = 50 °C, avec différentes valeurs de L_i ; (b) pour l'échantillon D2, L_i = 16 µm, sous différentes températures ; avec V_{TLM} = 500 mV ; ΔI représente la valeur du courant (I_d - I_∞) à t_{sOFF}.

De plus, la Figure 2.31 illustre un exemple des valeurs de I_∞, I_{d0} ainsi que du rapport entre les deux en fonction de la température. On peut noter que la variation du rapport ($\Delta I / I_\infty$) en fonction de la température est bien régulière (strictement décroissante), ce qui montre que la mesure du courant I_∞ est bien maitrisée durant ce test, en comparaison avec les résultats obtenus avec le test « back-gating » (Figure 2.15).

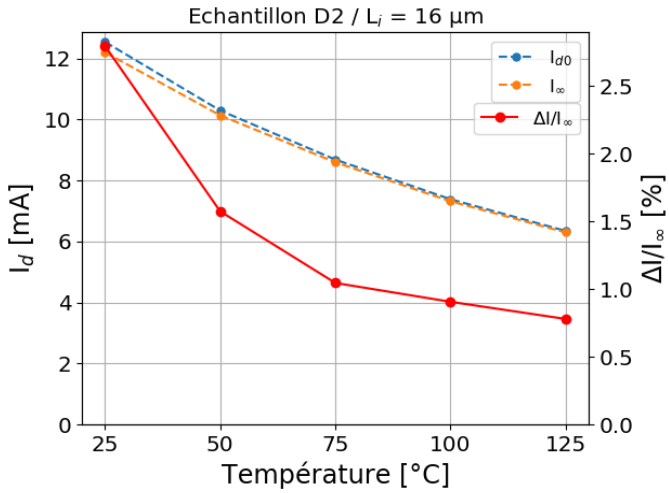


Figure 2.31 I_{d0} et I_∞ en fonction de la température (à gauche) ; le rapport $\Delta I / I_\infty$ en fonction de la température (à droite), pour l'échantillon D2, L_i = 16 µm ; avec V_{TLM} = 500 mV.

2.4 Méthode électro-optique TLM (EO-TLM)

Dans cette section, nous présentons les principes de notre nouvelle méthode électro-optique TLM (EO-TLM). Cette méthode est une combinaison de la méthode de mesure TLM « Transmission Line Measurement » et l'utilisation d'une stimulation lumineuse. Elle consiste à utiliser des structures TLM pour caractériser les contacts métal/semi-conducteur (drain et source) par l'extraction et la comparaison des résistances des contacts et celle du 2DEG des dispositifs testés en obscurité et sous illumination UV.

À notre connaissance, tous les travaux publiés, qui traitent de l'évolution dynamique de la résistance à l'état passant, se contentent d'expliquer l'effet en considérant seulement la variation de résistance du canal, c'est-à-dire la résistance du 2DEG situé dans les couches de GaN et d'AlGaN à proximité de l'interface AlGaN / GaN, en négligeant l'effet des résistances de contact source et drain (S/D) qui constituent cependant une contribution importante à la résistance totale du dispositif. Dans ce travail, nous étudions les phénomènes de variation de la résistance à l'état passant sous éclairement UV en tenant compte à la fois de la résistance du canal 2DEG et des résistances de contact S/D.

Dans cette partie, le but principal n'est pas d'étudier la dynamique de la résistance à l'état passant mais bien d'estimer la contribution possible de la région de contact en plus de celle de la région du 2DEG. Dans ce but, nous proposons la méthode de mesure EO-TLM pour étudier la contribution éventuelle des contacts S/D.

Dans un premier temps, nous rappelons les principes de la méthode TLM. Ensuite, nous expliquons l'influence de l'illumination sur les contacts ohmiques de nos structures. Nous développons ainsi la méthode d'extraction de la résistance de contact à partir de la caractérisation électrique R(L). Les mesures des résistances, effectuées dans l'obscurité et sous illumination UV sur quatre options technologiques différentes, seront présentées et comparées.

2.4.1 Caractérisation des contacts par la méthode TLM

La méthode classique TLM est une technique utilisée pour caractériser la résistance spécifique de contact entre un métal et un semi-conducteur [142]. La Figure 2.32 schématise

un motif de test TLM isolé. Ce motif est composé de plusieurs contacts métal / semi-conducteur de mêmes dimensions, séparés par des distances L_i différentes.

La Figure 2.32 montre également la modélisation de la résistance mesurée entre deux contacts consécutifs. On peut considérer que la résistance totale mesurée (R_T) est la somme des résistances des deux contacts (attendues égales et notées R_C) et de la résistance du canal 2DEG confiné entre les deux semi-conducteurs (R_{SH}) (voir

Équation 2-1).

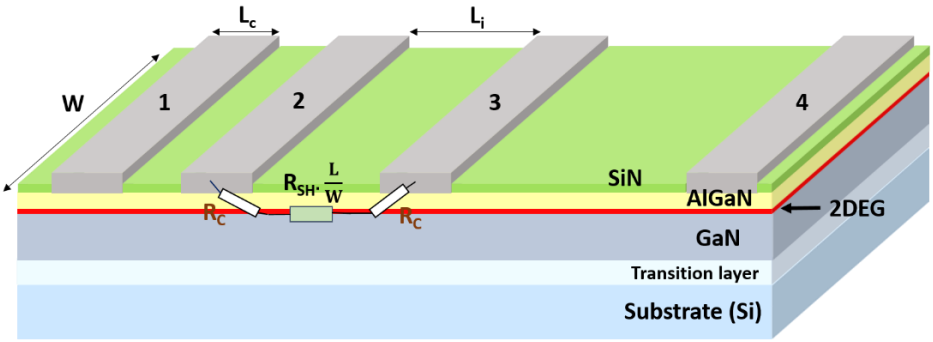


Figure 2.32 Modélisation de la résistance mesurée entre deux contacts consécutifs sur un motif de caractérisation TLM droit.

Équation 2-1

$$R_T = \left(\frac{R_{SH\square}}{W}\right) L_i + 2R_C$$

2.4.2 Influence de l'illumination sur les contacts ohmiques

Même si les contacts ohmiques sont situés sous une surface métallique, et donc opaques à la lumière, une partie de l'éclairement utilisé va atteindre cette région, d'une part bien évidemment par diffusion et d'autre part par réflexion. En effet, l'indice de réfraction du silicium est égal à 5,91 pour une longueur d'onde de 393 nm [143]. Cet indice est inférieur pour les autres couches (2,1 pour le SiN, 2,25 pour l'AlN et 2,6 pour le GaN) [144]–[146]. Un simple calcul du coefficient de réflexion R_s, utilisant l'équation de Fresnel (Équation 2-2), permet de déterminer qu'environ 16% de la puissance lumineuse sera réfléchie à l'interface couche de transition / substrat, avec un angle d'incidence de 0° (Figure 2.33). Ces rayons réfléchis peuvent alors atteindre le bas des contacts.

Enfin, on peut également supposer que les phénomènes qui conduisent à la réduction de la résistance ne sont pas liés à la couche de substrat en Si. En effet, dans le silicium qui est un matériau à bande interdite relativement faible, tous les photons sont absorbés aux longueurs d'onde considérées. Comme la puissance de l'éclairement augmente avec l'augmentation de la longueur d'onde, pour la source utilisé pour cette expérience, si la diminution de la résistance était liée au substrat Si, la résistance devrait diminuer encore plus en augmentant la longueur d'onde : c'est précisément le contraire qui est observé (). Ainsi, on suppose que les phénomènes liés à la variation de résistance se produisent dans les couches des matériaux à large bande interdite.

Équation *2-2*

$$R_S = \left| \frac{n_1 \cos\theta_i - n_2\sqrt{1-(\frac{n_1}{n_2}\sin\theta_i)^2}}{n_1 \cos\theta_i + n_2\sqrt{1-(\frac{n_1}{n_2}\sin\theta_i)^2}} \right|^2$$

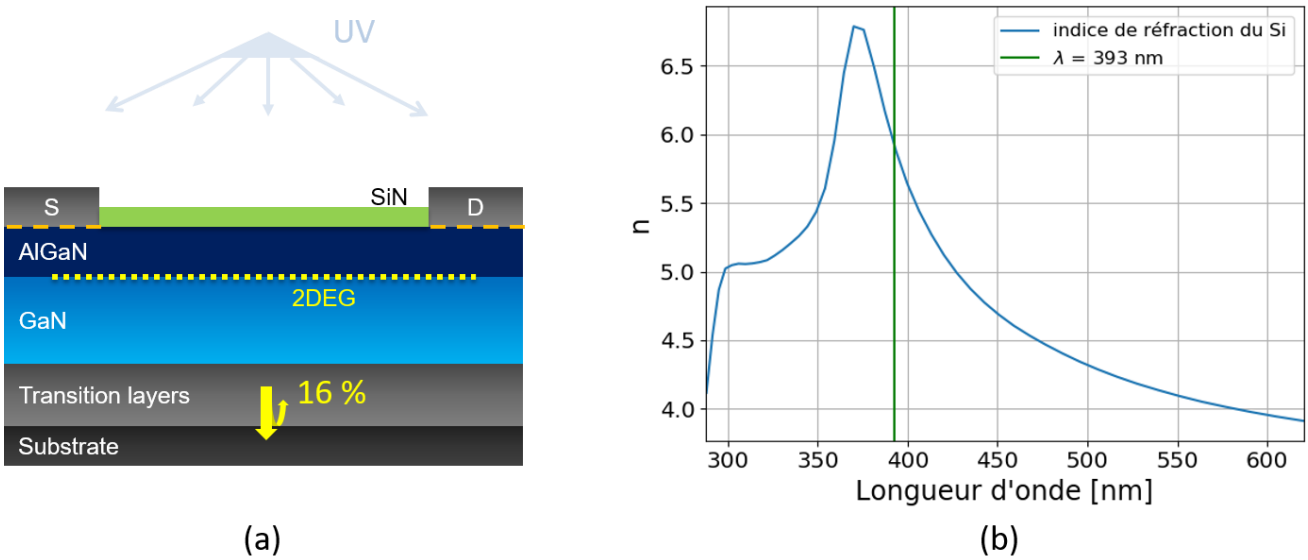


Figure 2.33 (a) Coupe transversale de la structure HEMT AlGaN / GaN sous l'illumination UV montrant la réflexion des rayons lumineux à l'interface couche de transition/substrat ; (b) Indice de réfraction du silicium en fonction de la longueur d'onde.

2.4.3 Extraction de la résistance de contact

Dans cette sous-partie, nous présenterons le principe d'extraction des résistances de contact basé sur la méthode EO-TLM. Les résultats des mesures seront ensuite détaillés. La dernière sous-section est consacrée à la comparaison des résultats obtenus sur trois options technologiques différentes.

2.4.3.1 Méthode d'extraction

L'application d'une tension entre deux contacts consécutifs de la structure TLM et la mesure du courant qui en résulte permettent de calculer la résistance entre ces deux contacts. Il faut noter que lors de ces mesures, le substrat de silicium est connecté à la masse. Cette résistance doit être extraite dans la zone linéaire (non saturée, c'est-à-dire où la mobilité est indépendante du champ électrique) de la caractéristique courant-tension correspondante.

De plus, pour notre méthode EO-TLM, la tension appliquée doit être choisie dans la partie linéaire de la caractéristique I-V pour *toutes* les distances TLM. La valeur choisie doit également permettre d'éviter l'auto-échauffement. La Figure 2.34 présente les caractéristiques I-V de trois échantillons avec différentes options technologiques. La tension utilisée dans toutes les mesures suivantes est de 500 mV.

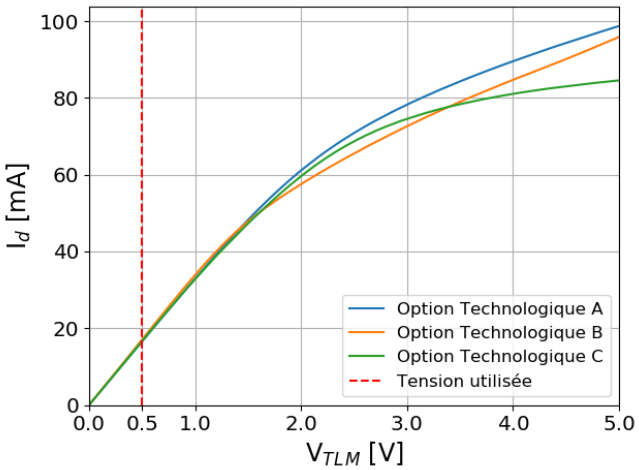


Figure 2.34 Caractéristiques I-V pour trois échantillons de chaque option technologique, à T = 25 °C, L_i = 4 µm. La tension sélectionnée est de 500 mV pour toutes les mesures dans cette partie (ligne rouge en pointillé).

La Figure 2.35 montre un exemple de la variation du courant mesuré en fonction du temps avant, pendant et après l'éclairage UV. En outre, cette figure montre les parties de la courbe utilisées pour extraire les valeurs des deux résistances, dans l'obscurité et sous illumination, pour une distance L_i donnée. L'échantillon a été globalement exposé par le haut aux rayons UV pendant 50 s (de t_{sON} = 60 s à t_{sOFF} = 110 s).

Il est nécessaire d'attendre un temps suffisant (plusieurs centaines à quelques milliers de secondes) avant de commencer l'extraction de données (régions colorées) pour que le courant soit parfaitement stable. Attendre que le courant se stabilise est un point critique pour obtenir des résultats corrects (valeur de I_∞).

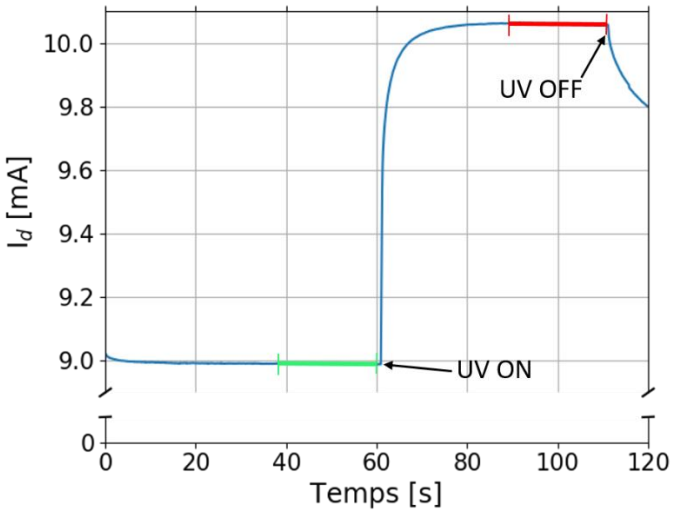


Figure 2.35 Exemple montrant les parties de la courbe « variation du courant en fonction du temps » utilisées pour calculer les deux résistances en noir (barre verte) et sous illumination UV (barre rouge), sous un éclairement de l'ordre de mW/cm².

Une fois que les résistances R_i entre contacts consécutifs sont calculées, il est possible de tracer la courbe R(L) d'évolution de ces résistances en fonction des distances L_i, quelle que soit la condition expérimentale du test (dans l'obscurité ou sous exposition aux rayons UV). Les résultats de mesures sur plusieurs échantillons sont présentés dans la partie suivante.

2.4.3.2 Résultats des mesures R(L)

La Figure 2.36 montre les résultats de l'extraction des résistances obtenues avec l'option technologique A, sur trois échantillons issus du même lot technologique, avec une tension appliquée de 500 mV. Les points orange et bleu représentent les résistances totales pour les différentes distances, extraites respectivement dans l'obscurité (données expérimentales_noir) et sous illumination (données expérimentales_UV). Les lignes verte et rouge correspondent à l'ajustement linéaire des points orange et bleu respectivement.

Le prolongement des deux lignes obtenues permet ainsi de déterminer la résistance entre deux contacts séparés par une distance nulle (L_i = 0). Les deux valeurs trouvées sont ensuite divisées par deux afin d'obtenir la résistance d'un contact unique.

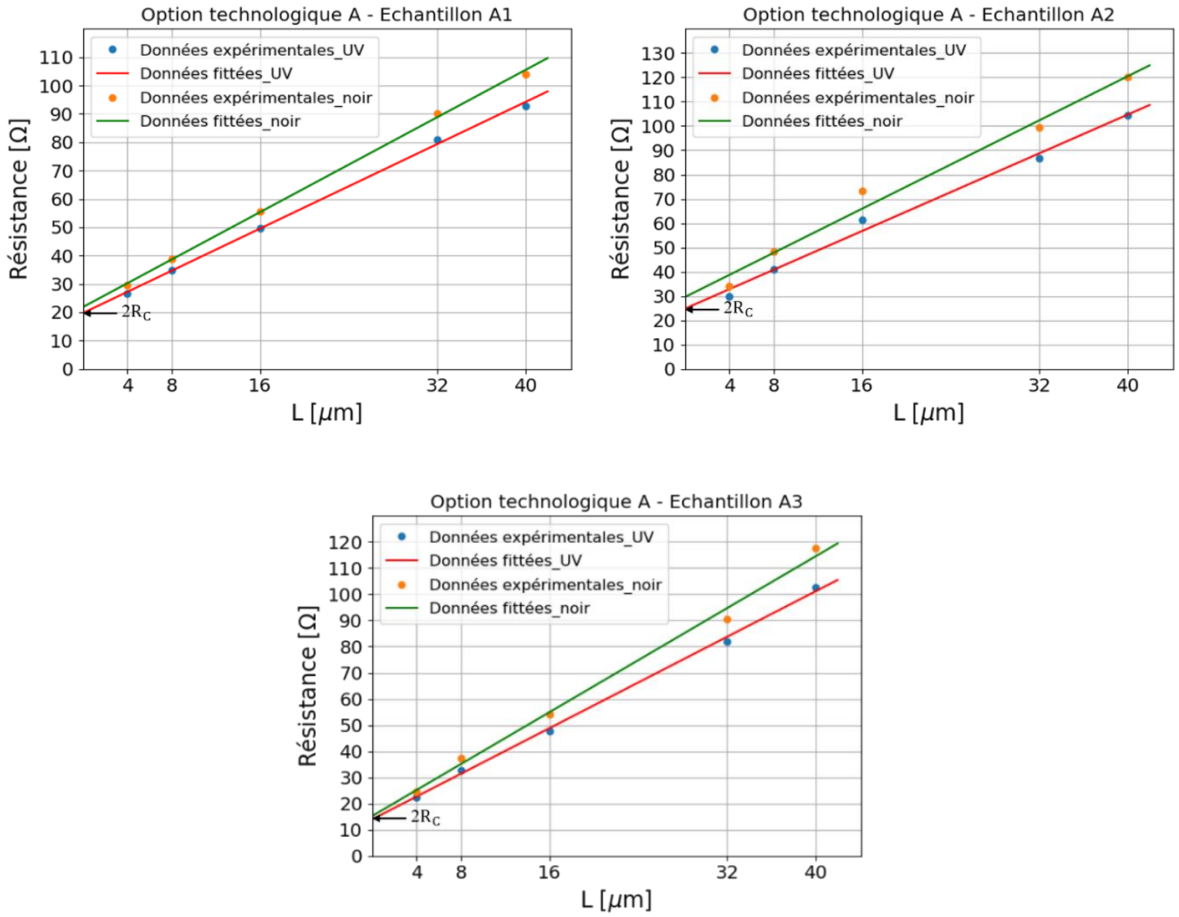


Figure 2.36 Caractéristiques R(L) extraites pour trois échantillons avec l'option technologique A, V_{TLM} = 500 mV, T = 25 °C.

L'utilisation d'une tension constante pour toutes les distances des résistances TLM conduit à ce que le champ électrique latéral diminue avec l'augmentation de la distance L_i. Pour conserver un champ électrique constant pour toutes les distances de la structure TLM, un test avec une source de courant a été effectué. Dans cette configuration, la tension aux bornes de chaque résistance est mesurée en conservant les mêmes précautions que pour la mesure du courant, notamment en ce qui concerne la stabilisation de la tension.

La Figure 2.37 montre les résultats obtenus avec un courant appliqué de 20 mA. Le même comportement a été observé pour les configurations de mesure à tension constante et à courant constant.

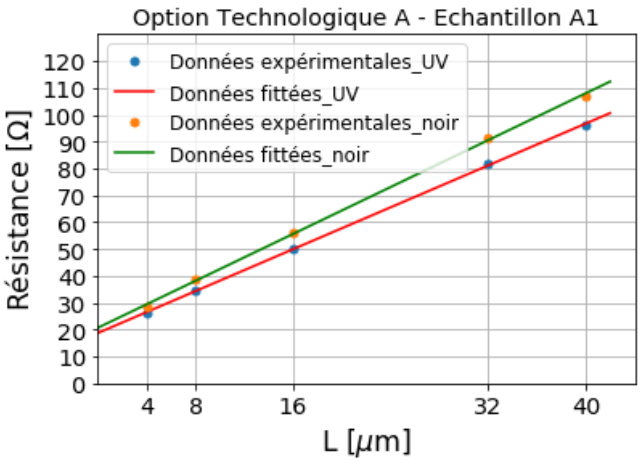


Figure 2.37 Caractéristiques R(L) extraites pour l'échantillon A1, I_{TLM} = 20 mA, T = 25 °C.

Nous avons effectué les mêmes mesures sur une structure avec l'option technologique B (changement d'épitaxie et du procédé de fabrication) (voir Figure 2.8). La Figure 2.38 donne une représentation des valeurs des résistances mesurées en fonction de la distance entre les électrodes.

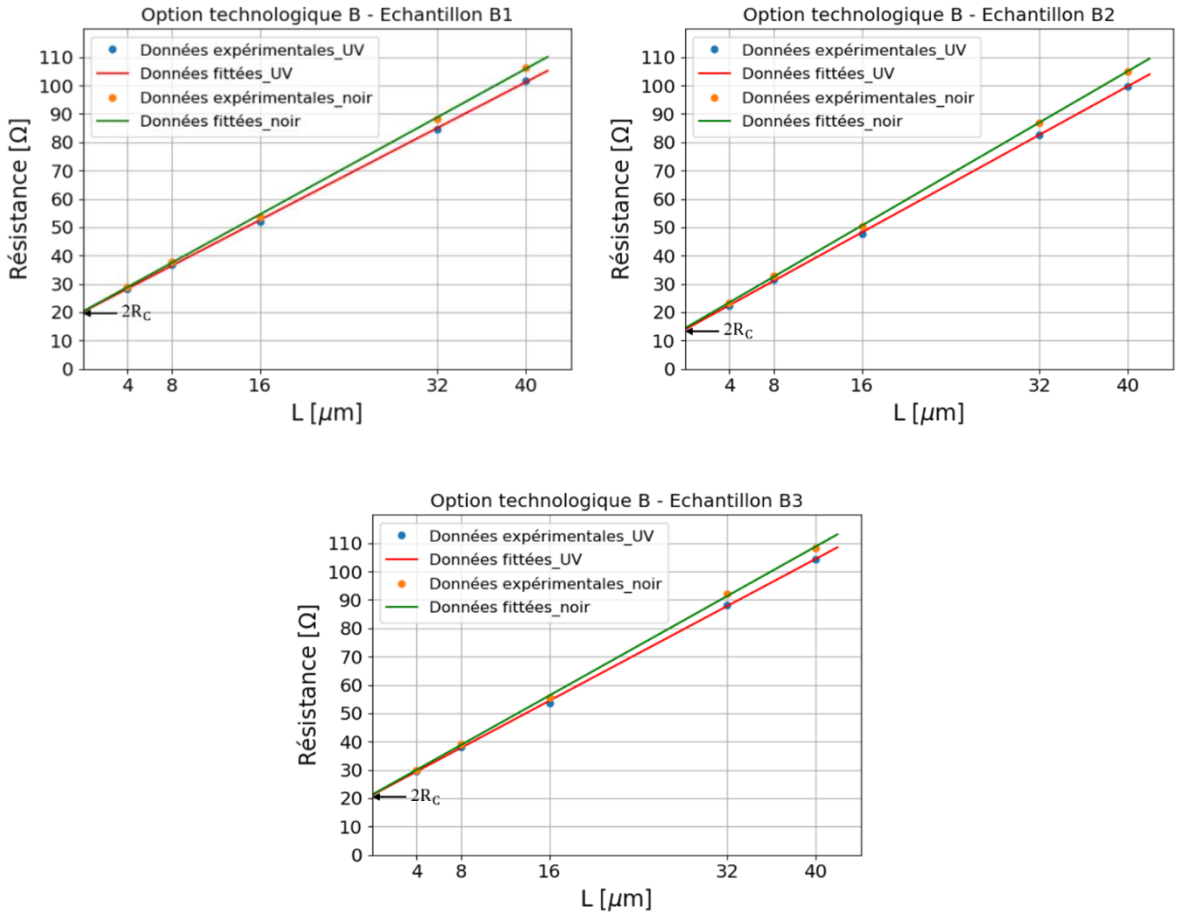


Figure 2.38 Caractéristiques R(L) extraites pour trois échantillons avec l'option technologique B, V_{TLM} = 500 mV, T = 25 °C.

2.4.3.3 Comparaison entre les options technologiques A et B

L'histogramme de la Figure 2.39 résume les valeurs des résistances de contact extraites des caractéristiques R (L) des différentes structures, avec et sans éclairage, pour trois échantillons de chaque option technologique.

Avec l'option technologique A, on constate que la différence entre les valeurs de la résistance de contact, avec et sans éclairage UV, est ΔR_C = 12 ± 4%. Cette différence est beaucoup plus grande que celle obtenue avec l'option technologique B (ΔR_C = 0,9 ± 0,2%), pour laquelle l'effet des UV est donc négligeable sur R_C. ΔR_C représente la moyenne obtenue avec tous les échantillons de chaque option technologique.

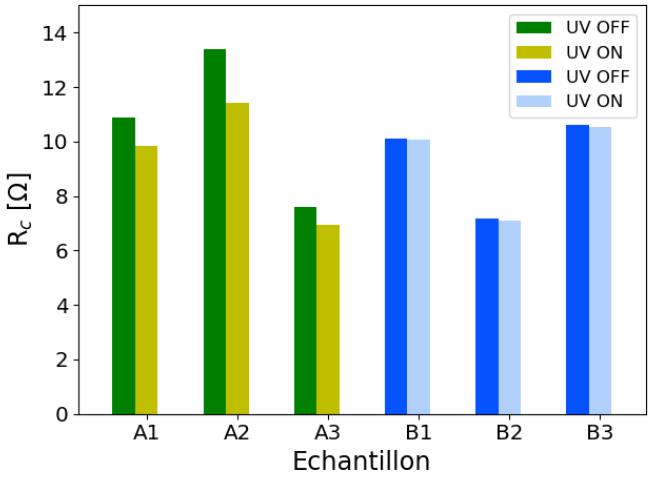


Figure 2.39 Variation de la résistance de contact des deux options technologiques A et B, avec et sans illumination UV.

2.4.3.4 Comparaison d'A et B avec les options technologiques C et D

Pour identifier le paramètre influençant la variabilité de la résistance de contact sous éclairage, nous avons effectué les mêmes mesures sur deux autres lots technologiques (options technologiques C et D). La Figure 2.40 montre les résultats de l'extraction des résistances obtenues avec ces technologies, sur trois échantillons issus du même lot technologique C et un échantillon de D, avec une tension appliquée de 500 mV. Le lot C a été fabriqué selon le même procédé technologique que le lot B et avec le même traitement épitaxial que le lot A, alors que le lot D présente la même épitaxie que le lot B et a été fabriqué suivant un procédé technologique diffèrent des trois autres lots (voir Figure 2.8).

L'histogramme de la Figure 2.41 compare les valeurs de la résistance de contact, avec et sans illumination, pour les quatre options technologiques. On peut remarquer que les échantillons testés issus des options technologiques C et D ont respectivement le même comportement que ceux d'A et B. Ainsi, en modifiant le procédé technologique, l'effet de l'UV sur la résistance de contact R_C de C est toujours le même (ΔR_C = 11,5 ± 2%) par comparaison avec A. On peut en déduire que l'effet d'illumination sur la résistance de contact est très probablement lié à l'épitaxie. On peut remarquer aussi que les valeurs de R_C ont diminué en passant de B à D. Ceci est probablement dû à un nouveau procédé technologique utilisé durant le dépôt métallique.

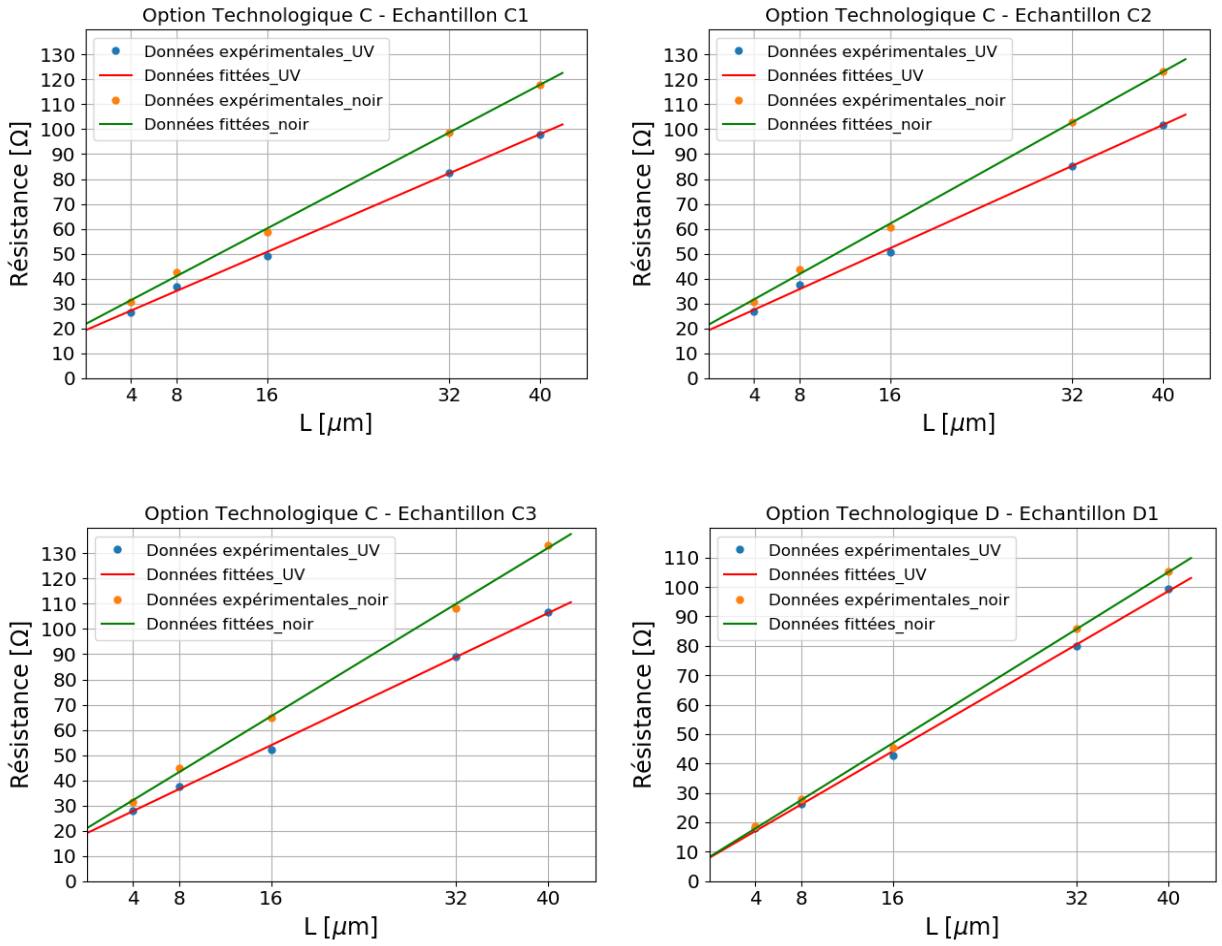


Figure 2.40 Caractéristiques R(L) extraites pour des échantillons des options technologiques C et D, V_{TLM} = 500 mV, T = 25 °C.

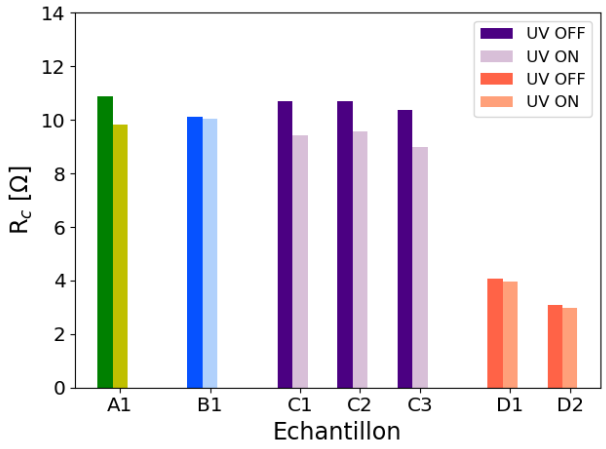


Figure 2.41 Histogramme montrant les valeurs de R_C, avec et sans éclairage, pour certains échantillons des options A, B, C et D : les échantillons de l'option technologique C présentent le même ΔR_C que ceux de l'option technologique A, les échantillons de l'option technologique D présentent le même ΔR_C que ceux de l'option technologique B .

Le Tableau 2.2 résume les valeurs de résistance de contact extraites des caractéristiques R(L) de tous les échantillons testés. Le rapport entre les variations des deux résistances de contact ($\Delta 2R_C$) et la résistance totale mesurée (ΔR_T), pour les échantillons d'options technologiques sensibles à l'éclairage (A et C), est montré dans la colonne de droite pour L_i = 16 µm. Ce L_i est représentatif d'une distance source / drain requise pour que le HEMT ait une tenue en tension de 600 V. On peut noter que le pourcentage de la contribution de la variation de résistance de contact à la variation de résistance totale est important et compris entre 20% et 40%.

Tous ces résultats laissent supposer que la dynamique de la résistance à l'état passant $R_{ds\text{-}ON}$ est due non seulement à des phénomènes dans le canal 2DEG mais également à des phénomènes au niveau des contacts métal/semi-conducteur.

Option Technologique	$2R_{C_UV}$ (Ω)	$2R_{C_noir}$ (Ω)	$\Delta 2R_C$ (Ω)	$\Delta 2R_C/\Delta R_T$ (%) L_i = 16 µm
A1	19,69	21,81	2,12	35,8
A2	29,56	24,77	4,79	41
A3	13,91	15,2	1,29	20,8
B1	20,12	20,26	0,14	NA
B2	13,83	14,2	0,37	NA
B3	21,05	21,22	0,17	NA
C1	19,2	21,67	2,47	26
C2	17,97	20,75	2,78	21,5
C3	19,15	21,4	2,25	22,3
D1	7,92	8,17	0,25	NA
D2	5,94	6,14	0,2	NA

Tableau 2.2 Valeurs des résistances de contact obtenues à partir des caractéristiques R (L) des quatre options technologiques. La colonne de droite montre le rapport entre les variations des deux résistances de contact et la résistance totale.

2.5 Conclusion

Au début de ce chapitre, nous avons rappelé tous les problèmes auxquels les transistors de puissance en GaN sont confrontés suite à l'augmentation de la résistance dynamique à l'état passant $R_{ds\text{-}ON}$. Nous avons détaillé les difficultés que l'on peut rencontrer durant la mesure de cette résistance et comment les prendre en compte. Nous avons ainsi proposé une méthodologie et un banc de mesure fiable permettant une mesure temporelle de cette dernière ; ce banc est aujourd'hui monté et disponible au LAAS-CNRS.

Au cours de ce chapitre, nous avons opté pour deux méthodes afin de caractériser les effets du piégeage induits par des défauts pouvant exister dans les différentes couches de la structure. Une attention particulière a été portée sur le protocole expérimental que nous avons mis en place durant cette caractérisation. Il est important pour la suite de notre travail de pouvoir compter sur des mesures électriques fiables et, ainsi, sur des résultats cohérents et reproductibles. Nous avons montré les avantages que notre technique de mesure présente par rapport à la caractérisation avec une station sous pointes.

La première méthode de caractérisation consiste à exciter les phénomènes physiques existants dans les couches au-dessous du 2DEG. Nous avons présenté les résultats du courant de drain dans le domaine temporel, mesuré pendant et après une stimulation, sous différentes conditions. Nous en avons déduit que l'augmentation de la vitesse de retour en équilibre du courant de drain, induite par la température, laisse suggérer que les résultats observés sont liés à un phénomène activé thermiquement. En outre, la différence de comportement entre les mesures effectuées sur plusieurs échantillons indique l'existence de plusieurs contributions de pièges.

L'évolution du courant de drain en fonction de temps est aussi étudiée sous un autre type de stimulation : la stimulation lumineuse. Nous avons observé une augmentation du courant de drain, pendant la période d'éclairement, due aux effets combinés de la photo-ionisation des états de surface et de la photo-ionisation des donneurs profonds dans la couche tampon de GaN. Un retour au niveau d'équilibre a été noté une fois que l'éclairage était coupé, en raison de la recombinaison des défauts excités. Ce retour pourrait prendre, dans certains cas, des plusieurs heures.

L'influence de l'éclairage UV sur les résistances de contact métal / semi-conducteur sur les structures GaN HEMT a été aussi démontrée et étudiée grâce à une extraction soigneuse des valeurs de résistance à partir des caractéristiques électrique R(L). L'effet observé est plus ou moins prononcé selon les technologies, ce qui démontre que la résistance de contact peut être plus ou moins sensible à l'illumination UV. Dans les cas les plus défavorables, nous avons remarqué que la variation de la résistance de contact contribue de 20 % à 40 % à la variation totale de la résistance de l'obscurité à la condition éclairée. Ces résultats mettent pour la première fois en évidence que la dynamique de la résistance à l'état passant peut-être due non seulement à des phénomènes dans le canal 2DEG, mais également à des phénomènes au niveau des contacts de source et de drain.

Ces méthodes de caractérisation proposées donnent également accès à l'évolution dynamique de la résistance durant et après le stress, ainsi que, éventuellement, en fonction de la température. Un traitement et une analyse appropriés de ce type d'informations feront l'objet du troisième chapitre.

3 Analyse des données temporelles et interprétation physique des phénomènes associés

3.1 Introduction

L'évolution du courant de drain en fonction du temps a été étudiée à travers deux types de stimulation : stress électrique et stimulation optique, afin de caractériser les effets du piégeage / dépiégeage induits par des défauts existants dans la structure des HEMTs AlGaN / GaN. Les méthodes de caractérisation utilisées pendant ces deux types de tests donnent accès à la relaxation de la conductance durant et après le stress, au cours du temps et en fonction de la température.

Ce chapitre traite de l'analyse numérique des données de relaxation du courant en fonction du temps, mesurées expérimentalement et qui dérivent des phénomènes décrits par une somme de fonctions exponentielles. La détermination des constantes de temps et des amplitudes de chaque fonction exponentielle à partir des données expérimentales est une tâche courante en physique des semi-conducteurs ainsi que dans d'autres domaines (biophysique, physique nucléaire, électrochimie et imagerie médicale) [147]. Dans ce chapitre, nous étudions plusieurs méthodes d'analyse multi-exponentielle dans le but de séparer les exponentielles et de calculer par la suite les différentes constantes de temps. Le calcul de ces dernières est une étape cruciale pour l'extraction des niveaux des pièges à partir du tracé d'Arrhenius.

Dans un premier temps, nous allons présenter notre algorithme et l'automatisation du traitement des données expérimentales. Nous allons donner ensuite un aperçu de plusieurs méthodes numériques utilisées dans l'analyse exponentielle des données expérimentales des résultats de mesure des deux tests : « back-bias » et « stimulation optique ». Ces méthodes seront ainsi comparées en termes de précision, sensibilité au bruit des données, dépendance aux conditions initiales et temps nécessaire pour calculer les solutions.

De plus, nous montrons dans ce chapitre que le traitement des données peut se faire sous forme d'une variation de résistance et nous allons étudier la variation de chaque composante de la résistance totale prise séparément (R_C et R_{SH}). Nous utilisons ensuite l'approche bayésienne afin d'étudier la distribution de probabilité postérieure des paramètres calculés à partir de la méthode des moindres carrés appliquée sur les données de chacune des résistances.

À la fin de ce chapitre, nous présentons une comparaison des résultats de traitement des données de relaxation du courant I_d obtenues avec les deux types de stimulation dans le but de

trouver une corrélation entre la stimulation optique et la stimulation électrique « back-bias ». En outre, nous démontrons que le choix des paramètres extraits de l'analyse numérique peut fortement influencer les résultats des énergies d'activation et des sections de capture identifiant un piège.

3.2 Analyse numérique des mesures de la stimulation optique

Comme déjà évoqué dans le premier chapitre, les performances des HEMTs AlGaN / GaN sont dégradées par le piégeage dans des centres profonds, ce qui engendre la dégradation de la résistance dynamique à l'état passant $R_{ds\text{-}ON}$ dans les interrupteurs de puissance ainsi que les effets de « gate-lag » et de « drain-lag » [148] pour les dispositifs RF. Ces phénomènes physiques ont été souvent attribués à la capture d'électrons par des pièges situés dans la couche tampon ou à la surface de la barrière d'AlGaN entre la grille et le drain [149]–[153].

Piéger un électron signifie le capturer depuis la bande de conduction, tandis que dépiéger un électron signifie inversement la capture d'un trou depuis la bande de valence [154] (chapitre 11). Chaque type de piège est identifié par son propre comportement, comme l'évolution de la densité d'occupation qui peut varier de manière exponentielle dans le temps avec une durée de vie spécifique τ et qui est alors décrite par une loi « mono-exponentielle » $Ae^{-t/\tau}$ [155]. Le paramètre A correspond à l'amplitude de la loi exponentielle et est lié à la concentration initiale (à l'instant t = 0) de charges participant au phénomène de piégeage. En fonction du signe de la charge des porteurs, un phénomène de piégeage unique peut avoir lieu entraînant une augmentation de la densité d'occupation avec $A < 0$, ou une diminution avec $A > 0$.

Cependant, dans le cas de nos composants en GaN, plusieurs pièges sont supposés dégrader indépendamment le fonctionnement du dispositif. Ceci se manifeste d'une manière additive avec différentes constantes de temps τ et amplitudes initiales A pour chaque type de piège [155]. Les données de mesure sont donc supposées être multi-exponentielles (comme décrit par l'Équation 3-1). Dans cette équation, il faut déterminer n (le nombre de termes dans la somme), les durées de vie (τ_i) et les coefficients correspondants (A_i), qui peuvent être positifs ou négatifs. Les amplitudes et les constantes de temps, de la décroissance ou croissance exponentielle, portent des informations sur la nature du phénomène étudié.

Équation *3-1*

$$I_d(t) = \sum_{i=1}^{n} A_i \, e^{-t/\tau_i}$$

Les effets des pièges sur les performances des dispositifs à semi-conducteurs sont temporels et finissent par s'atténuer dans le temps. En d'autres termes, le comportement du dispositif se stabilise et la quantité mesurée, par exemple le courant après stress, se rapproche d'une constante notée I_∞, comme le montre l'Équation 3-2.

Équation *3-2*

$$I_d(t) = \sum_{i=1}^{n} A_i \, e^{-t/\tau_i} + I_\infty$$

Les données mesurées sont toujours plus ou moins bruitées, donc l'équation du courant mesuré contient une composante de bruit $\epsilon(t)$. L'équation précédente devient :

Équation *3-3*

$$I_d(t) = \sum_{i=1}^{n} A_i \, e^{-t/\tau_i} + I_\infty + \epsilon(t)$$

En physique des semi-conducteurs, la détermination des constantes de temps et des amplitudes, à partir des données expérimentales, est une étape nécessaire pour l'obtention du tracé d'Arrhenius des niveaux de piège. Parmi les méthodes courantes, on trouve la spectroscopie de capacité transitoire des niveaux profonds (C-DLTS), utilisée habituellement pour la caractérisation d'une simple jonction, notamment la diode [147]. Cependant, cette méthode présente des limitations par rapport à la caractérisation des HEMTs en raison de la présence des multicouches dans leurs structures, d'où le recours aux méthodes de stimulation présentées dans le deuxième chapitre de cette thèse.

Dans ce chapitre, nous allons donner un aperçu de plusieurs méthodes numériques utilisées dans l'analyse exponentielle qui est considérée comme un « problème mal posé » (« ill-posed problem »). En effet, de nombreux scientifiques ont testé et comparé différentes méthodes numériques en les appliquant à des relaxations simulées [147]. Ils ont démontré que ces méthodes, qui fonctionnent bien pour des « problèmes bien posés » (« well-posed problems »), donnent des résultats beaucoup moins concluants lorsque c'est le cas d'un « problème mal posé » de l'analyse exponentielle.

Les « problèmes bien posés » ont toujours une solution et cette solution est unique [156]. Si le problème de l'analyse exponentielle était un « problème bien posé », l'analyse des transitoires devrait toujours donner le même ensemble de paramètres, utilisé pour simuler les données d'entrée (en supposant que l'algorithme est correct). Ce cas ne correspond pas aux « problèmes mal posés ». La solution n'est pas unique et l'algorithme doit utiliser certaines hypothèses pour sélectionner l'une des solutions possibles [147].

Nous allons comparer les différentes méthodes d'analyse exponentielle et les mettre en évidence à travers leur application, lors du traitement de nos mesures exploitables. Chacune de ces méthodes présente des avantages et des limitations. En effet, nous allons étudier la contribution de chaque composante de l'Équation 3-3 par rapport au traitement des mesures, en fonction de la méthode appliquée. En outre, l'analyse sera aussi étudiée en fonction du modèle électrique prédéfini (nous allons mettre en place deux modèles électriques).

3.2.1 Automatisation du traitement (implémentation informatique)

Dans cette section, nous détaillerons l'organigramme de notre algorithme de traitement des données expérimentales, illustré par la Figure 3.1. Sur cette figure, les fonctions sont marquées en **gras.** Leurs entrées / sorties sont regroupées dans des cases en noir. L'organigramme est divisé en quatre grandes parties. Chacune comporte plusieurs fonctions dont l'utilité sera détaillée ci-dessous.

1- « Récupération des données à traiter »

- **Get_data** : Fonction simple qui prend en entrée le chemin vers les fichiers des résultats de mesure et qui renvoie deux listes contenant les noms des fichiers à traiter (une liste pour les mesures effectuées avant la stimulation et une autre pour les mesures réalisées pendant et après la stimulation) ;

- **Get_data_I_∞** : Fonction qui traite les fichiers des mesures réalisées avant stimulation en calculant la moyenne du courant nominal I_∞ ;

- **Get_data_UV** : Cette fonction permet de récupérer et tracer la courbe $I_d(t)$ de la mesure effectuée sous illumination UV (figure A de l'organigramme), pour une température donnée et une distance L_i bien définie ;

- **Get_curve** : Elle prend en entrée les deux listes de noms de fichiers. L'intérêt de cette fonction est de récupérer la partie de la courbe qui correspond à la relaxation du courant après la stimulation optique (à partir de t_{sOFF}) (figure B de l'organigramme). De plus, cette fonction permet de calculer le facteur de normalisation ($\Delta I = I_{d0} - I_\infty$, I_{d0} calculé aussi à travers cette fonction).

2- « Groupement des données dans des matrices »

- « **Resampling** » : Fonction d'interpolation numérique pour créer un axe de temps commun à toutes les données ;

- **Combiner** : Trois fonctions de groupement des données, I_∞ dans une matrice 2D (L_i, T), ΔI dans une matrice 2D (L_i, T) et I_d dans une matrice 3D (L_i, T, t) (avec L_i axe des distances entre les électrodes de la structure TLM, T axe des températures, t axe de temps interpolé).

3- « Calcul + groupement des amplitudes et constantes de temps »

- **Get_Exp** : Cette fonction prend comme entrées le courant nominal I_∞, le facteur de normalisation ΔI et le courant mesuré après stimulation I_d. Elle permet d'extraire les amplitudes et les constantes de temps de la courbe multi-exponentielle (Équation 3-3). Ensuite, toutes les valeurs des constantes de temps et des amplitudes calculées seront groupées et stockées dans une matrice 3D (L_i, T, n), à travers une fonction « **Combiner** » (avec n = indice de la constante de temps).

- Méthode d'extraction : Elle représente la méthode d'extraction numérique que la fonction **Get_Exp** utilise pour extraire les amplitudes et les constantes de temps. Les différentes méthodes utilisées seront abordées dans les sections suivantes. Les mêmes méthodes d'analyse pourront aussi être appliquées sur les mesures électriques « back-bias » (l'organigramme ci-dessous montre l'exemple de l'algorithme utilisé pour le traitement des mesures optiques).

4- « Extraction + groupement des énergies d'activation et des sections de capture »

- **Get_Ea** : Elle prend en entrée les constantes de temps et les températures. Cette fonction calcule les énergies d'activation et les sections de capture, en se basant sur la loi d'Arrhenius, pour chaque indice (n) et longueur (L_i) données. Ensuite, toutes les valeurs calculées seront groupées et stockées dans une matrice 2D (L, n), à travers une fonction « **Combiner** ».

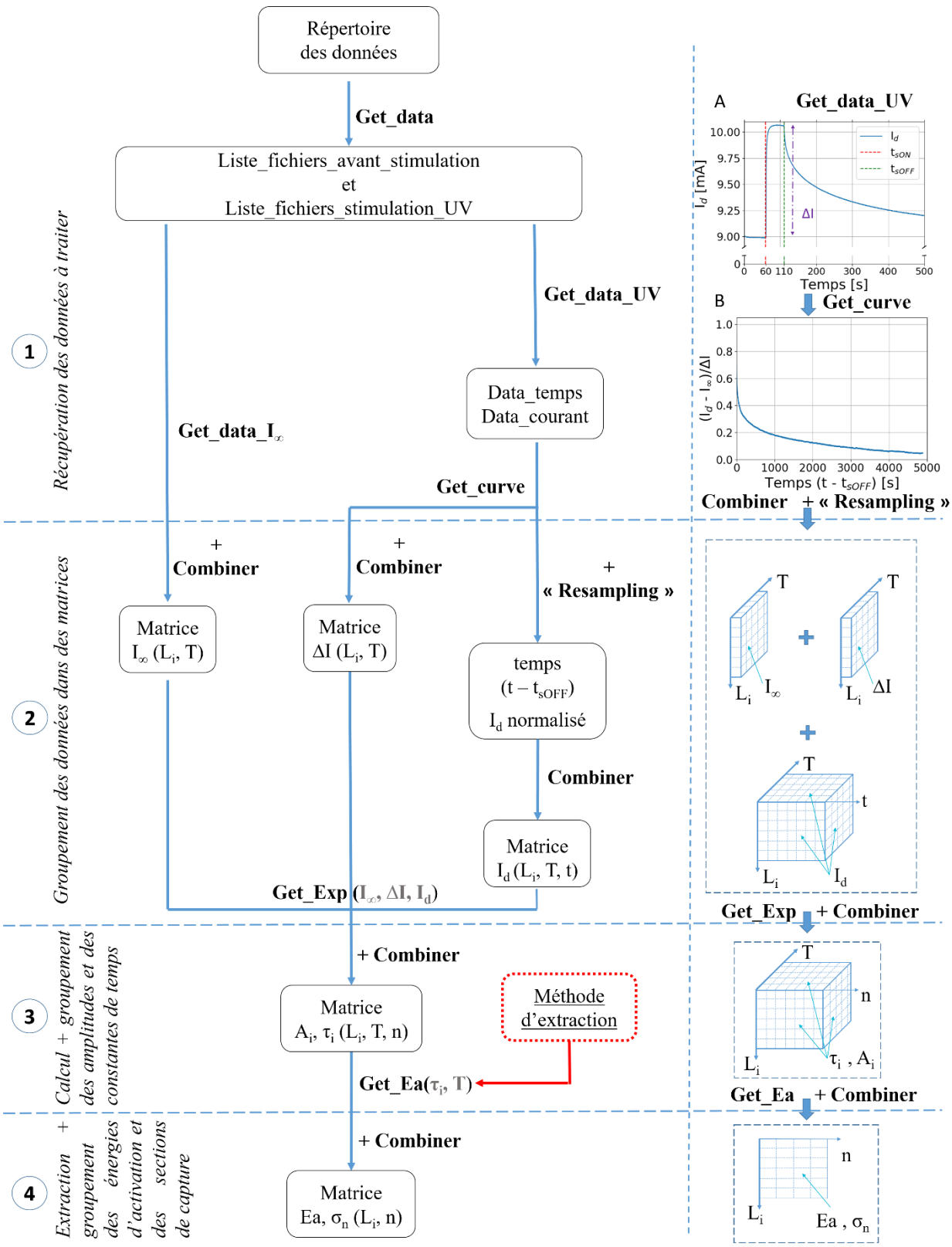


Figure 3.1 Organigramme de l'algorithme de traitement des données des mesures par stimulation optique.

3.2.2 Méthodes d'extraction

Cette section vise à comparer différentes méthodes numériques d'analyse exponentielle et à choisir celle qui présente la meilleure résolution. En d'autres termes, nous allons comparer la précision de chaque méthode, sa sensibilité au bruit des données, sa dépendance aux conditions initiales et le temps nécessaire pour calculer les solutions.

Pour pouvoir comparer les différents algorithmes, notre procédure consiste à les appliquer à un ou plusieurs ensembles des données d'entrée. Ces données expérimentales sont ici les résultats de mesure des deux tests : « back-bias » et « stimulation optique ».

Tout au long de cette section, le modèle électrique équivalent entre drain et source de nos structures TLM est une simple conductance (1 / résistance).

La durée des mesures étant élevée, l'acquisition des données avec un faible pas n'était pas possible, ce qui réduit la quantité d'informations que l'on peut obtenir expérimentalement. Par conséquent, les constantes de temps courtes ne rentrent pas dans nos analyses. Nous rappelons aussi que, tout au long de la suite de ce chapitre, la mention « Temps » dans l'échelle de temps des courbes de la « stimulation optique » correspond à « $t - t_{sOFF}$ » (Figure 2.7).

3.2.2.1 Mono-exponentielle

La plus simple solution à notre problématique d'analyse est de considérer que la courbe de relaxation du courant est de la forme mono-exponentielle ($Ae^{-t/\tau}$). La tangente au point de départ (à t = 0 s) coupe l'axe du temps à l'instant t = τ. De plus, au bout d'un temps t = τ, le signal atteint 37 % de sa valeur initiale ($Ae^{-t/\tau} = Ae^{-t/t} = Ae^{-1} = 0{,}37A$). L'exemple de calcul de la constante de temps unique est illustré sur la Figure 3.2.

Les résultats des constantes de temps calculées après l'application de cette méthode (valeur de t où le signal a atteint 37 % de sa valeur initiale), avec l'échantillon technologique A1 pour différentes températures et distances L_i, sont résumés dans le Tableau 3.1. Ces résultats montrent que les constantes de temps sont inversement proportionnelles à la température, ce qui laisse supposer que ces constantes correspondent bien à des phénomènes physiques activés thermiquement.

En outre, pour cet échantillon A1, ces constantes de temps augmentent avec la distance L_i. Étant donné que la résistance totale mesurée R_T est composée de deux résistances, à savoir la résistance de contact R_C et la résistance de canal R_{SH}, ceci laisse supposer que la contribution de la résistance du canal 2DEG, par rapport à la résistance totale devient plus dominante quand la distance entre deux électrodes TLM augmente.

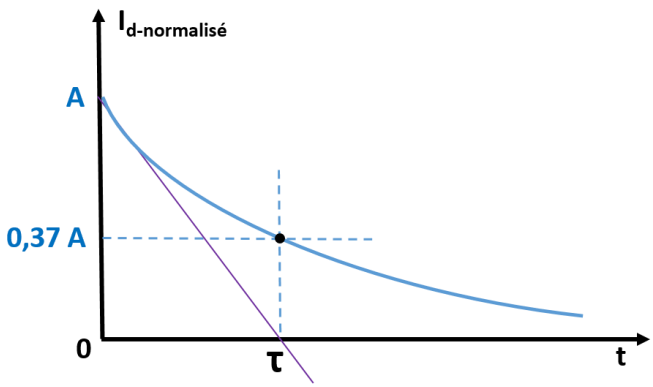


Figure 3.2 Exemple d'extraction d'une constante de temps dans le cas d'une fonction mono-exponentielle.

L_i \ T	4 µm	8 µm	16 µm	32 µm	40 µm
25 °C	131,92 s	186,32 s	247,33 s	375,46 s	348,68 s
50 °C	53,72 s	82,9 s	96,66 s	86,53 s	143,9 s
75 °C	29,35 s	41,45 s	48,18 s	53,66 s	67,97 s
100 °C	25,67 s	30,94 s	35,65 s	41,1 s	40,58 s
125 °C	18,86 s	22,5 s	21,64 s	25,64 s	29,42 s

Tableau 3.1 Valeurs des constantes de temps obtenues à partir de l'ajustement mono-exponentiel pour l'échantillon A1, à différentes températures et distances L_i.

La Figure 3.3 compare un exemple d'une courbe originale avec la courbe ajustée. Nous remarquons qu'une seule constante de temps n'est clairement pas suffisante pour modéliser la

courbe expérimentale et que cette méthode est limitée par le nombre d'informations qu'elle peut fournir, d'où l'intérêt de passer à l'analyse multi-exponentielle.

Cependant, cette méthode simpliste permet de rapidement mettre en évidence les grandes tendances de variations des constantes de temps avec la température et la longueur des résistances, comme nous venons de le voir.

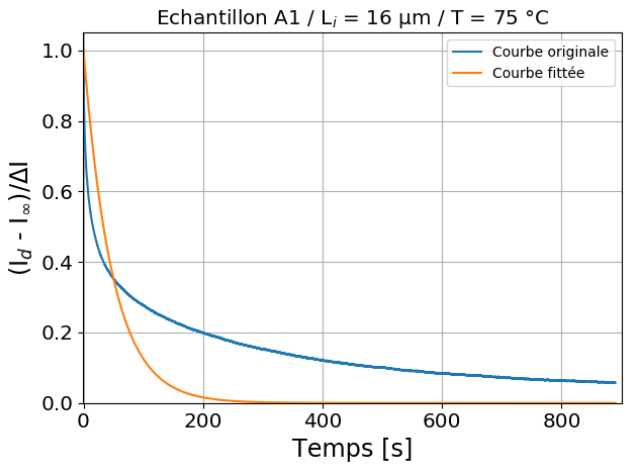


Figure 3.3 Exemple d'un ajustement mono-exponentielle appliqué sur des données expérimentales effectuées sur l'échantillon A1, pour L_i = 16 µm et T = 75 °C.

3.2.2.2 Méthode des moindres carrés (non linéaire)

On parle d'un ajustement par la méthode des moindres carrés lorsque cet ajustement permet de choisir parmi plusieurs modèles théoriques $f(t_i|\theta)$ celui qui reproduit le mieux les données expérimentales (avec t_i le vecteur temps et θ les paramètres inconnus). Lorsque le modèle $f(t_i|\theta)$ est non linéaire en fonction des paramètres θ, l'estimateur est généralement biaisé. Cependant, plusieurs techniques permettent de rendre la méthode plus robuste.

L'une des techniques qui permet d'obtenir une solution numérique au problème de minimisation et d'optimisation d'une fonction non linéaire et dépendant de plusieurs variables, est l'algorithme de Levenberg-Marquardt (LM) [157]–[160]. Son application principale est la régression au travers de la méthode des moindres carrés. Étant donné un certain nombre de paires de données $\{t_i, (I_d)_i\}$, on cherche le paramètre θ de la fonction $f(t_i|\theta)$ de sorte que S(θ)

(Équation 3-4) soit minimal (avec S(θ) une mesure de la distance entre les données expérimentales et le modèle théorique qui prédit ces données).

Équation *3-4*

$$S(\theta) = \sum_{i=1}^{m} [(I_d)_i - f(t_i|\theta)]^2$$

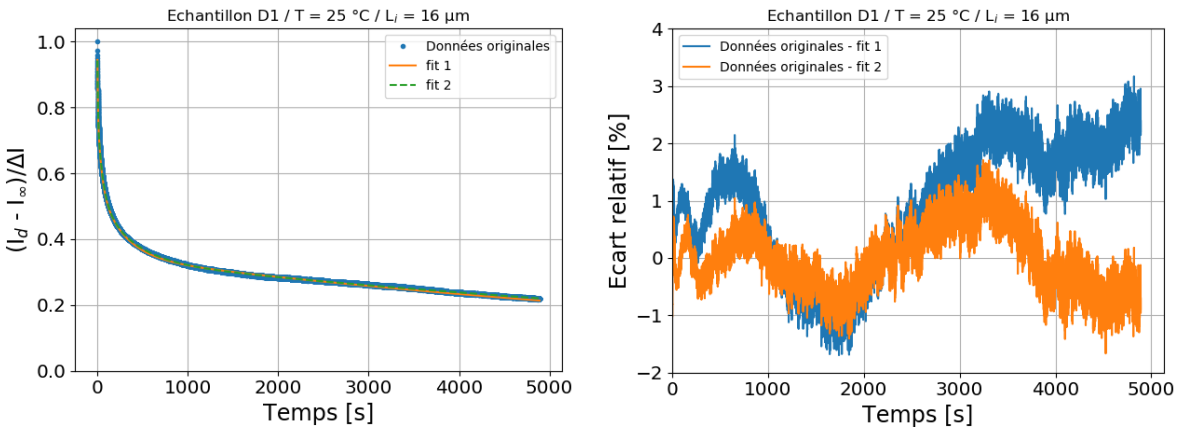
Pour traiter nos données expérimentales normalisées par rapport à I_∞, nous avons opté pour la méthode LM utilisée par la fonction « scipy.optimize.curve_fit » (scipy fait partie de la librairie de Python et contient un module d'optimisation). Cette fonction exige que le décalage de la valeur nominale (I_∞) soit soustrait avant l'analyse.

Dans un premier temps, nous délimitons les intervalles de recherche des amplitudes et des constantes de temps de la fonction « scipy.optimize.curve_fit » en fixant des bornes minimales et maximales de chaque intervalle. Les sorties de cette fonction (τ_i, A_i) sont ensuite utilisées comme points de départ pour une deuxième optimisation, avec la même fonction « scipy.optimize.curve_fit ». Cette deuxième optimisation consiste donc à faire une recherche au voisinage du chaque couple (τ_i, A_i) obtenu à partir de la première optimisation, pour donner en sortie des nouvelles valeurs (τ_i, A_i) optimisées.

La Figure 3.4 donne un exemple avec une double optimisation (a), ainsi que l'écart relatif entre les données originales et chaque optimisation (b). On peut remarquer que l'écart relatif a diminué avec une deuxième optimisation.

Il est à noter que cette fonction nécessite de préciser a priori le nombre (n) de termes dans la somme exponentielle. De multiples essais sont nécessaires pour choisir n et ce choix ne peut être fait sans autre justification que le propre jugement de l'opérateur.

En outre, cette méthode présente un désavantage non négligeable : la dépendance des résultats d'extraction des constantes de temps avec les conditions initiales des données I_∞. Cela veut dire qu'une variation sur la valeur du I_∞ utilisée influe sur les valeurs des (τ_i, A_i) extraites.



(a) (b)

Figure 3.4 (a) Courant de drain normalisé en fonction de temps, mesuré après stress optique et optimisé deux fois (fit 1 puis fit 2), pour l'échantillon D1, T = 25 °C, L_i = 16 µm ; (b) écart relatif en pourcentage entre les données originales et chaque optimisation.

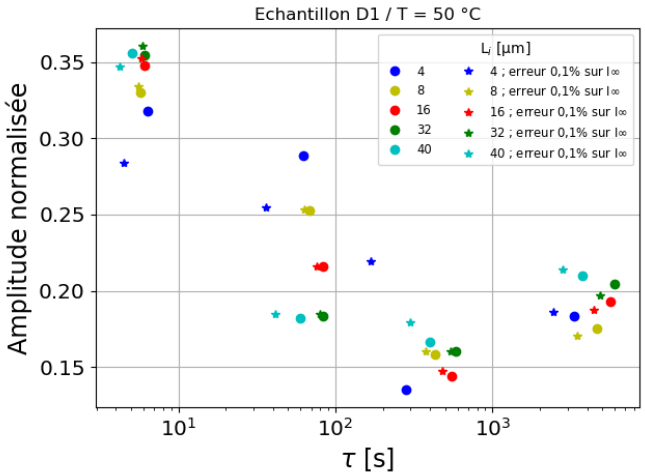


Figure 3.5 Amplitudes normalisées en fonction des constantes de temps extraites à l'aide de la méthode des moindres carrés, appliquée sur des données de relaxation du courant I_d normalisé sans et avec 0,1 % d'erreur sur I_∞, pour l'échantillon D1, T = 50 °C et différentes L_i.

La Figure 3.5 compare les amplitudes normalisées en fonction des constantes de temps extraites des données du courant normalisé sans et avec 0,1 % d'erreur sur la valeur de I_∞. Nous pouvons remarquer le décalage non négligeable qui a eu lieu entre les valeurs des (τ_i, A_i) suite à une modification sur la valeur de I_∞ (une variation moyenne de 3,5 % sur les amplitudes et 24,5 % sur les constantes de temps pour l'exemple de L_i = 40 µm).

3.2.2.3 Méthode de la dérivée par rapport au logarithme du temps

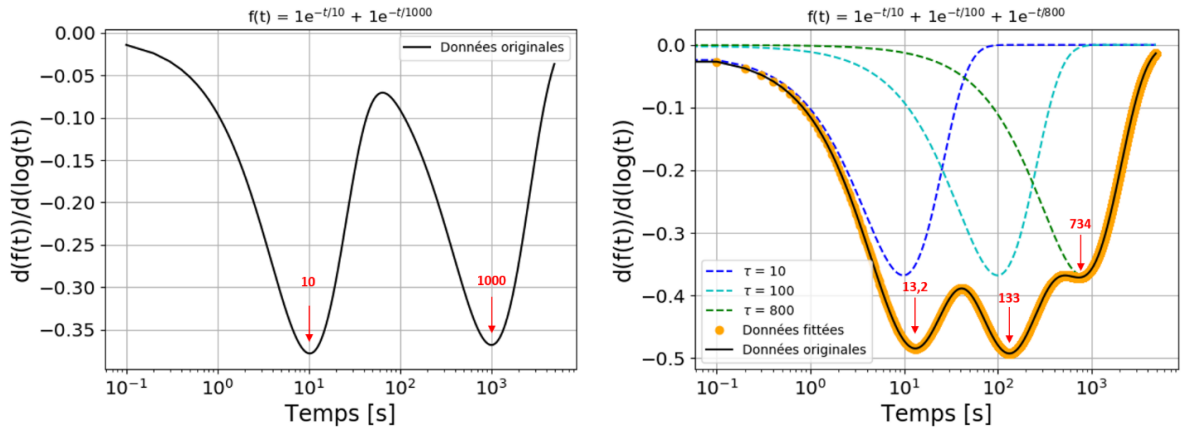
Cette méthode consiste à appliquer la dérivée première par rapport à la fonction logarithmique du temps (log(t)) (Équation 3-5), pour une fonction exponentielle définie f(t) [161]. L'Équation 3-6 nous montre que la deuxième dérivée (par rapport au temps) est nulle pour t = τ. Le point extremum de la courbe dérivée correspond donc à t = τ. Les résultats de cette méthode sont illustrés par la Figure 3.6, où on peut remarquer que les creux sur la courbe nous montrent bien les emplacements des constantes de temps τ.

Équation *3-5*

$$\frac{d(Ae^{-t/\tau})}{d(log(t))} = -\frac{At}{\tau}e^{-t/\tau}$$

Équation *3-6*

$$d(-\frac{At}{\tau}e^{-t/\tau})/dt = \frac{A(t-\tau)}{\tau^2}e^{-t/\tau} = 0 \Leftrightarrow t = \tau$$

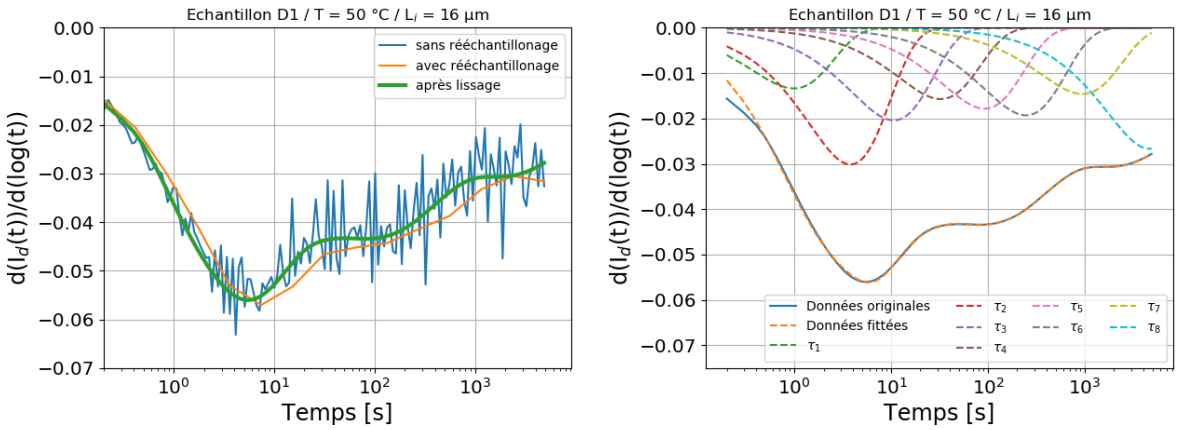


(a) (b)

Figure 3.6 Dérivée première dans l'échelle logarithmique temporelle appliquée sur deux fonctions f(t) : (a) avec des constantes de temps espacées et (b) des constantes de temps proches entre elles ; les courbes en pointillé représentent la dérivée pour chaque constante de temps, la courbe en orange représente la somme de toutes les composantes.

Quant à la précision de cette méthode, nous avons remarqué que, pour un cas (illustré dans la Figure 3.6-(a)) où les constantes de temps ne sont pas nombreuses et espacées sur l'échelle de temps, les creux indiquent précisément les τ (10 s et 1000 s) de la fonction prédéfinie dans l'exemple, tandis que, dans un cas où les constantes de temps sont proches entre elles (exemple Figure 3.6-(b)), l'identification des bonnes valeurs est difficile à cause du chevauchement des creux, ce qui engendre le décalage de ces derniers.

Un des désavantages de cette méthode est qu'elle est très sensible au bruit des données. Une des solutions est de diminuer le nombre de points de la courbe, ou, en d'autres termes, de ré-échantillonner la courbe avec un nombre de points limité. La Figure 3.7-(a) montre comment le ré-échantillonnage des données avant l'application de la dérivée peut aider à obtenir des résultats plus lisibles que sans ré-échantillonnage. Avec cette « astuce », nous arrivons à obtenir l'allure de la dérivée ; l'interprétation de la courbe reste cependant compliquée car le nombre des points est trop faible par rapport à l'axe de temps.



(a) (b)

Figure 3.7 Dérivée première dans l'échelle logarithmique temporelle appliquée sur les données de relaxation du courant I_d obtenues avec l'échantillon D1, à T = 50 °C et pour L_i = 16 µm : (a) comparaison entre l'application de la dérivée avec des données lissées, ré-échantillonnées et non ré-échantillonnées ; (b) exemple montrant le chevauchement des composantes de la dérivée.

Pour contourner ce problème, nous avons eu recours au lissage des données brutes à travers la méthode des moindres carrés. Dans un premier temps, un vecteur τ[k] contenant des constantes de temps est généré aléatoirement. Ensuite, nous avons utilisé une fonction afin de calculer les amplitudes positives et non nulles correspondant à chaque valeur du vecteur τ[k].

La courbe verte de la Figure 3.7-(a) correspond à la dérivée par rapport au temps en échelle logarithmique, après lissage.

En se basant aussi sur la méthode des moindres carrés, nous avons ajusté la dérivée afin de trouver ses composantes. La Figure 3.7-(b) illustre l'exemple de l'ajustement de la dérivée, appliquée sur des données lissées issues de la stimulation optique de l'échantillon D1 (avec T = 50 °C et L_i = 16 µm). Il est à noter que le nombre des composantes détectées dépend de la taille k du vecteur τ[k] généré dans le but d'obtenir la courbe lissée. En outre, la taille de ce vecteur influe aussi sur le temps d'exécution du code informatique, allant jusqu'à la non-convergence vers une solution dans le cas où k est grand. Nous en déduisons que l'utilisation de cette méthode est limitée, présentant ainsi une inefficacité en terme du calcul.

Par contre, contrairement à la méthode des moindres carrés, la méthode de la dérivée par rapport à la fonction logarithmique de temps présente un avantage sur la non dépendance des résultats d'extraction des constantes de temps à la composante continue des données. En d'autres termes, une variation sur la valeur du I_∞ n'influe pas sur l'allure de la courbe résultant de l'application de la dérivée. L'exemple montré par la Figure 3.8 confirme que, même avec une erreur non négligeable de 5 % sur la valeur de I_∞, les courbes gardent la même tendance. Cela signifie que les constantes de temps ne sont pas affectées par la variation de I_∞ et, donc, cette méthode est indépendante des conditions initiales.

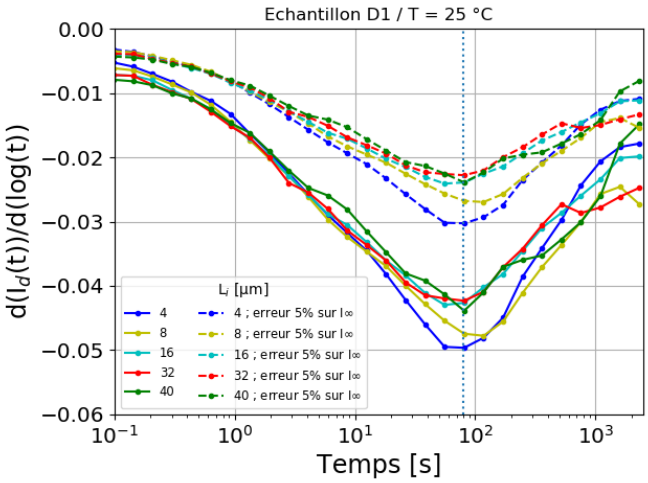


Figure 3.8 Comparaison entre les résultats de l'application de la dérivée première dans l'échelle logarithmique temporelle sur des données de relaxation du courant I_d normalisé obtenue sans et avec une erreur de 5 % sur la valeur de I_∞, avec l'échantillon D1, à T = 25 °C et pour différentes L_i. La ligne verticale en pointillé présente une valeur moyenne des sommets des creux.

3.2.2.4 Méthode de la régularisation de Tikhonov (CONTIN)

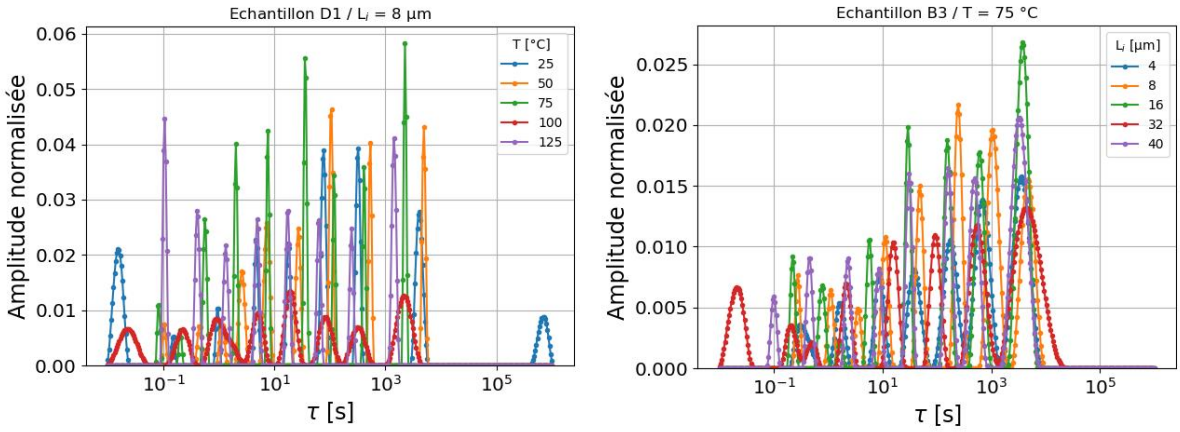
Cette méthode est basée sur les algorithmes de la régularisation de Tikhonov [162], [163]. Ces algorithmes de régularisation ont été mis en œuvre par plusieurs programmes informatiques. Parmi ces programmes, on trouve CONTIN [164]. Ce programme a été utilisé dans la spectroscopie des niveaux profonds pour analyser le transitoire de la capacité « capacitance deep level transient spectroscopy » (C-DLTS), par plusieurs chercheurs [165]–[168]. Le programme CONTIN contient environ 5000 lignes de code FORTRAN.

Cette méthode permet d'obtenir le spectre des amplitudes en fonction des constantes de temps, en lui donnant le nombre des points du spectre et la fenêtre de recherche (les bornes des constantes de temps), qui sont, dans nos traitements, respectivement 400 et [10^{-2}, 10^{6}]. Dans notre cas, nous cherchons à traiter des données de relaxation du courant I_d, donc notre étude s'est limitée à chercher les solutions avec des amplitudes positives. Ceci est une option possible avec le programme CONTIN.

Les mesures de relaxation du courant I_d effectuées avec les différentes options technologiques à différentes températures et distances L_i, ont été traitées à l'aide de cette méthode avec les mêmes paramètres prédéfinis. La Figure 3.9 illustre deux exemples du spectre des amplitudes normalisées en fonction des constantes de temps. Le premier exemple (Figure 3.9-(a)) montre les résultats obtenus avec une distance L_i donnée, à différentes températures, alors que le deuxième (Figure 3.9-(b)) illustre les résultats du traitement à une température donnée pour différentes distances L_i.

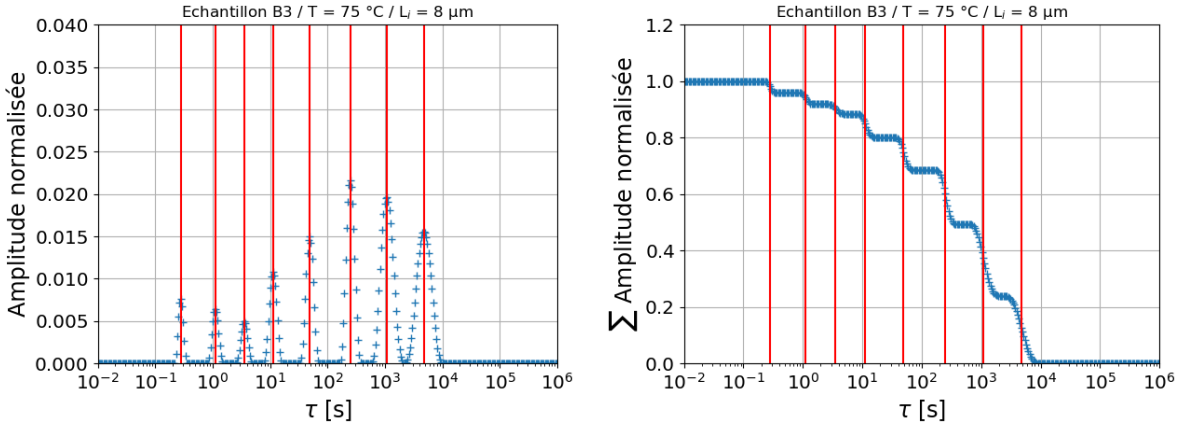
Dans les deux exemples, chaque groupement de points, formant un pic, présente une constante de temps. La Figure 3.10-(a) présente les pics résultant de l'application de la méthode sur les données obtenues à une température et une seule distance L_i. Les lignes rouges verticales représentent la moyenne de chaque pic. Il est difficile de déterminer si les petits pics sont des constantes de temps réelles ou des erreurs de calcul. Pour mieux comprendre ce problème et pour mettre visuellement en évidence le poids réel de chaque constante de temps, nous avons calculé la somme cumulative de ces pics, comme illustré dans l'exemple de la Figure 3.10-(b). La courbe résultante permet de visualiser les amplitudes sous forme de paliers, montrant ainsi les constantes de temps dont les amplitudes correspondantes sont les plus importantes. En d'autres termes, les constantes de temps avec les paliers les plus hauts, sont les plus

dominantes. La somme de tous ces paliers est égale à 1 puisque ce sont des amplitudes normalisées.



(a) (b)

Figure 3.9 Spectre des amplitudes normalisées en fonction des constantes de temps extraites à l'aide de la méthode de la régularisation de Tikhonov, appliquée sur des données de relaxation du courant I_d normalisé, avec : (a) l'échantillon D1 pour L_i = 8µm et à différentes températures ; (b) l'échantillon B3 pour T = 75 °C et à différentes L_i.



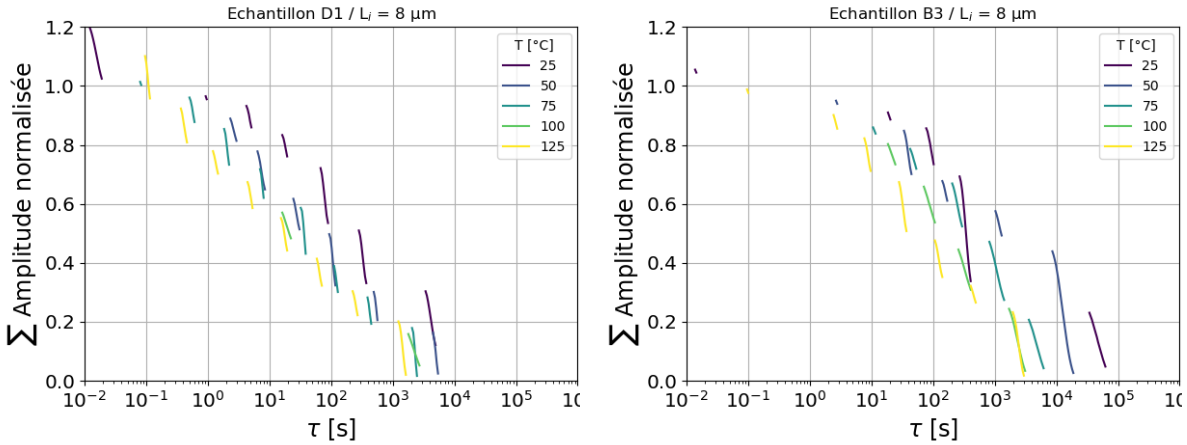
(a) (b)

Figure 3.10 (a) Spectre des amplitudes normalisées en fonction des constantes de temps extraites à l'aide de la méthode de la régularisation de Tikhonov, appliquée sur des données de relaxation du courant I_d normalisé, avec l'échantillon B3 à T = 75 °C et pour L_i = 8 µm. Les lignes rouges verticales représentent la constante de temps moyenne de chaque pic ; (b) Somme cumulative des amplitudes normalisées trouvées dans l'exemple de (a).

Afin de ne pas surcharger la visualisation, nous avons ensuite enlevé de la courbe (Figure 3.10-(b)) tous les plateaux pour garder seulement le palier correspondant à chaque pic.

La Figure 3.11 donne deux exemples de paliers résultant de la somme cumulative des amplitudes normalisées non nulles en fonction des constantes de temps pour différentes températures. Nous pouvons remarquer d'après ces courbes comment la position des constantes de temps se décale vers l'origine de l'axe lorsque la température augmente. Ceci montre que les constantes de temps sont inversement proportionnelles à la température et qu'elles sont donc liées à des phénomènes physiques activés thermiquement.

Bien qu'il soit nécessaire de grouper des ensembles de paliers en fonction de la température pour trouver l'énergie d'activation correspondante, il apparaît que cela présente une certaine complexité. Ce problème sera détaillé dans la section 3.5.



(a) (b)

Figure 3.11 Spectre des sommes cumulatives des amplitudes non nulles normalisées en fonction des constantes de temps extraites à l'aide de la méthode de la régularisation de Tikhonov, appliquée sur des données de relaxation du courant I_d normalisé, avec : (a) l'échantillon D1 pour L_i = 8 µm ; (b) l'échantillon B3 pour L_i = 8 µm.

3.2.2.5 Comparaison des différentes méthodes

Dans cette sous-section, nous résumons les avantages et désavantages de chaque méthode, en les comparant en termes d'efficacité d'optimisation des données, de temps de calcul nécessaire pour trouver une solution, de sensibilité au bruit des mesures, de dépendance des conditions initiales (la valeur de I_∞) ainsi que du nombre des paramètres à saisir avant l'optimisation. Ces informations sont groupées dans le Tableau 3.2.

Notons que le logiciel CONTIN peut être paramétré pour qu'il soit indépendant de la valeur de I_∞, et que cette dernière soit une variable à chercher. Cependant, ceci n'était pas le cas dans nos traitements vu le nombre important des variables à chercher.

Méthodes	Dépendance aux conditions initiales (I_∞)	Saisie manuelle	Temps de calcul	Sensibilité au bruit des données	Efficacité
Mono exponentielle	–	Aucune	– –	–	– –
Moindre carrés (LM)	+ + +	- Bornes minimales et maximales - Points de départ - Nombre de termes n	Dépend de n Si n > 4 : + + +	–	+
Dérivée / log(t)	– – –	Aucune	– – –	+ + +	– – –
Dérivée / log(t) + « resampling »	– – –	- Nombre de points du ré-échantillonnage	– –	–	+
Dérivée / log(t) + lissage	–	- Vecteur τ[k]	+ +	–	+
CONTIN	+	- Bornes des constantes de temps - Nombre de points p du spectre	Dépend de p + +	–	+ +

Tableau 3.2 Comparaison des différentes méthodes utilisées, en termes d'efficacité d'optimisation, temps de calcul, sensibilité au bruit des mesures, dépendance des conditions initiales ainsi que du nombre de paramètres à saisir.

3.3 Modélisation sous forme d'une variation de résistance

Pour pouvoir étudier notre supposition par rapport à la contribution de la résistance de contact à la variation de la résistance totale, nous allons traiter les deux composantes de la résistance totale séparément. Pour ce faire, nous montrons dans cette section que le traitement peut se faire sous forme d'une variation de résistance. En d'autre termes, à l'aide d'un simple calcul, nous vérifions que la variation de la résistance peut s'écrire sous forme d'une somme d'exponentielles.

Étant donné que la conductance totale (G_T) est proportionnelle au courant I_d (G = I/V), l'Équation 3-2 s'écrit :

Équation *3-7*

$$G_T(t) = \sum_{i=1}^{n} G_i\, e^{-t/\tau_i} + G_\infty \;\; ; \; avec\; G_i = \frac{A_i}{V_{TLM}} \;\; et\; G_\infty = \frac{I_\infty}{V_{TLM}}$$

Avec G_i l'amplitude et G_∞ la conductance totale à l'équilibre.

La résistance totale est inversement proportionnelle à la conductance, donc :

Équation *3-8*

$$R_T(t) = \frac{1}{G_T(t)} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{n} G_i\, e^{-t/\tau_i} + G_\infty}$$

Après une division par G_∞ du numérateur et du dénominateur, l'équation devient :

Équation *3-9*

$$R_T(t) = \frac{R_\infty}{1 + R_\infty \sum_{i=1}^{n} G_i\, e^{-t/\tau_i}}$$

Avec R_∞ la résistance totale à l'équilibre.

On peut mettre l'équation sous la forme :

Équation *3-10*

$$\frac{R_T(t)}{R_\infty} = \frac{1}{1 + R_\infty \sum_{i=1}^{n} G_i\, e^{-t/\tau_i}} = \frac{1}{1 + x} \;\; ; \; x = R_\infty \sum_{i=1}^{n} G_i\, e^{-t/\tau_i}$$

Si x << 1, le développement limité de $\frac{1}{1+x}$ à l'ordre 1 est : $1-x$, l'équation peut donc s'écrire sous la forme :

Équation *3-11*

$$\frac{R_T(t)}{R_\infty} = 1 - R_\infty \sum_{i=1}^{n} G_i\, e^{-t/\tau_i}$$

Ensuite l'équation devient :

Équation *3-12*

$$1 - \frac{R_T(t)}{R_\infty} = R_\infty \sum_{i=1}^{n} G_i\, e^{-t/\tau_i}$$

L'expression est équivalente aussi à :

Équation *3-13*

$$1 - \frac{I_\infty}{I_d(t)} = R_\infty \sum_{i=1}^{n} G_i\, e^{-t/\tau_i} \;\; ; \;\; R_T(t) = \frac{V_{TLM}}{I_d(t)} \; et \; R_\infty = \frac{V_{TLM}}{I_\infty}$$

L'expression finale est :

Équation *3-14*

$$\frac{I_d(t) - I_\infty}{I_d(t)} = R_\infty \sum_{i=1}^{n} G_i\, e^{-t/\tau_i} = \frac{V_{TLM}}{I_\infty} \sum_{i=1}^{n} \frac{A_i}{V_{TLM}}\, e^{-t/\tau_i} = \frac{1}{I_\infty} \sum_{i=1}^{n} A_i\, e^{-t/\tau_i}$$

D'après l'Équation 3-11, la résistance totale peut être écrite aussi sous forme d'une somme d'exponentielles. L'équation qui définit cette résistance est équivalente à l'expression de l'Équation 3-14. Cette dernière équation sera donc utilisée dans le but de traiter l'évolution de la résistance dans le temps.

3.3.1 Approche avec un modèle électrique de deux résistances en série

Dans notre cas, la résistance totale R_T est la somme de la résistance du canal R_{SH} et de deux résistances de contact R_C. En se basant sur le constat émis dans le deuxième chapitre par rapport à la contribution de la résistance de contact à la variation de la résistance totale, nous avons décidé d'étudier la variation de chaque composante de la résistance totale séparément.

L'Équation 3-11 nous permet d'écrire l'évolution de chaque résistance sous la forme suivante :

Équation *3-15*

$$R_C(t) = R_{C\infty}\,(1 - \sum_{i=1}^{n} A_{Ci}\, e^{-t/\tau_{Ci}})$$

Avec A_{Ci} et τ_{Ci} l'amplitude et la constante de temps correspondantes à R_C, $R_{C\infty}$ la résistance du canal à l'équilibre.

Équation *3-16*

$$R_{SH}(t) = R_{SH\infty}\,(1 - \sum_{i=1}^{n} A_{SHi}\, e^{-t/\tau_{SHi}})$$

Avec A_{SHi} et τ_{SHi} l'amplitude et la constante de temps correspondant à R_{SH}, $R_{SH\infty}$ la résistance du canal à l'équilibre.

La somme des deux résistances est égale à :

Équation *3-17*

$$R_T(t) = R_{SH}(t) + 2R_C(t) = R_{SH\,\infty} + 2R_{C\,\infty} - R_{SH\,\infty}\sum_{i=1}^{n} A_{SHi}\, e^{-t/\tau_{SHi}} - 2R_{C\,\infty}\sum_{i=1}^{n} A_{Ci}\, e^{-t/\tau_{Ci}}$$

Cette équation est équivalente à :

Équation *3-18*

$$R_T(t) = R_{\infty} - R_{SH\,\infty}\sum_{i=1}^{n} A_{SHi}\, e^{-t/\tau_{SHi}} - 2R_{C\,\infty}\sum_{i=1}^{n} A_{Ci}\, e^{-t/\tau_{Ci}}\ ;\ R_{\infty} = R_{SH\,\infty} + 2R_{C\,\infty}$$

La division par R_∞ rend l'équation sous la forme :

Équation *3-19*

$$\frac{R_T(t)}{R_\infty} = 1 - \frac{R_{SH\infty}}{R_\infty}\sum_{i=1}^{n} A_{SHi}\, e^{-t/\tau_{SHi}} - \frac{2R_{C\infty}}{R_\infty}\sum_{i=1}^{n} A_{Ci}\, e^{-t/\tau_{Ci}}$$

On peut mettre l'équation sous la forme :

Équation *3-20*

$$1 - \frac{R_T(t)}{R_\infty} = \frac{R_{SH\infty}}{R_\infty}\sum_{i=1}^{n} A_{SHi}\, e^{-t/\tau_{SHi}} + \frac{2R_{C\infty}}{R_\infty}\sum_{i=1}^{n} A_{Ci}\, e^{-t/\tau_{Ci}}$$

L'équation finale est :

Équation *3-21*

$$1 - \frac{R_T(t)}{R_\infty} = F_{SH}\sum_{i=1}^{n} A_{SHi}\, e^{-t/\tau_{SHi}} + F_C\sum_{i=1}^{n} A_{Ci}\, e^{-t/\tau_{Ci}} \;\; ; \;\; F_{SH} + F_C = 1$$

Ainsi, la résistance totale est la somme de deux résistances et la variation relative de chacune de ces résistances est une somme d'exponentielles. Nous pouvons ainsi ramener le modèle électrique de notre structure à un modèle de deux résistances en série : R_C et R_{SH}.

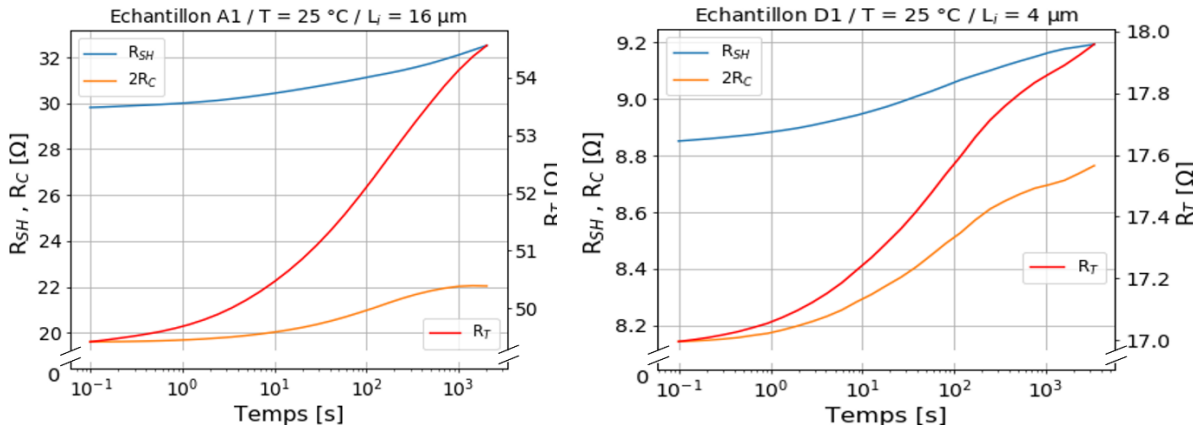
Pour calculer R_C et R_{SH}, nous utilisons les caractéristiques R(L) (présentées dans le chapitre 2). Pour chaque échantillon et pour différentes températures et distances L_i, nous avons calculé les résistances totales dans l'obscurité (données expérimentales_noir) et sous illumination (données expérimentales_UV). Les résistances mesurées dans l'obscurité représentent R_∞ (résistance totale à l'équilibre) alors que celles mesurées sous illumination représentent les valeurs de la résistance à t_{sOFF} (R_0). Le passage de R_0 à R_∞ est décrit par l' Équation 3-11.

Étant donné que le même ré-échantillonnage est appliqué pour chaque distance L_i, nous avons tracé la caractéristique R(L) pour chaque instant t_i du vecteur temps ($t - t_{sOFF}$). Nous avons calculé ensuite la valeur de l'ordonné à l'origine ($2R_{Ci}$) et la pente a_i de la droite R(L) à chaque instant t_i (

Équation 2-1, pente = $R_{SH\square}$ / W).

Ces valeurs sont ensuite groupées pour constituer le vecteur $R_C(t)$ ainsi que le vecteur $R_{SH}(t)$ après multiplication de chaque pente a_i par la distance L_i correspondante. La Figure

3.12 illustre deux exemples montrant l'allure des résistances R_T, R_C et R_{SH} en échelle logarithmique pour le temps. Les résistances sont présentées sur deux axes différents parce qu'elles n'ont pas la même échelle.



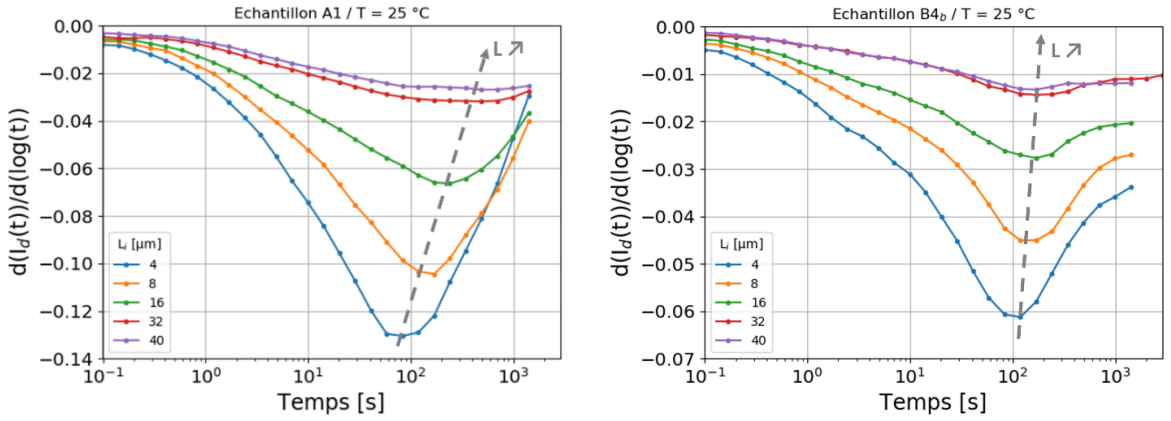
(a) (b)

Figure 3.12 Résistance de contact R_C, résistance du canal R_{SH} (axe gauche) et résistance totale R_T (axe droit) en fonction du temps, calculées à partir de t_{sOFF} : (a) pour l'échantillon A1 à T = 25 °C et pour L_i = 16 µm ; (b) pour l'échantillon D1 à T = 25 °C et pour L_i = 4 µm

3.3.2 Étude du modèle série avec la méthode de la dérivée

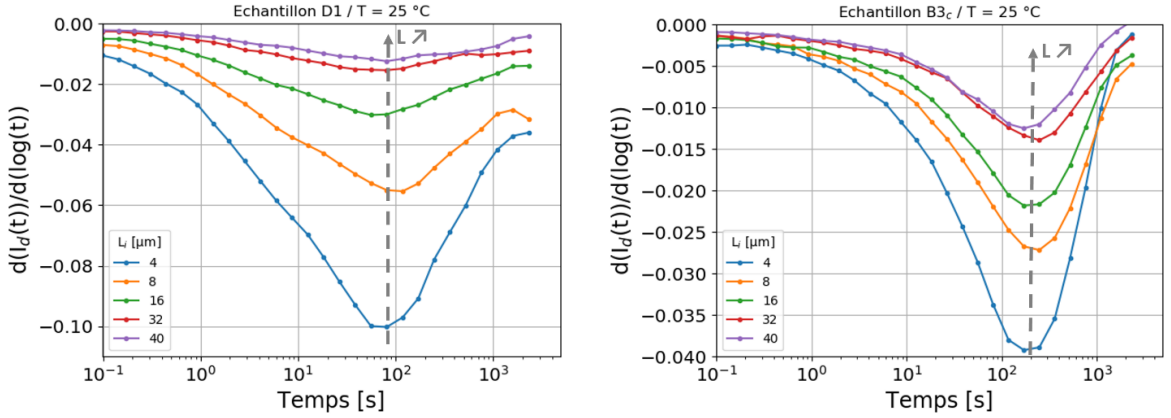
Malgré les limitations que présente la méthode de la dérivée par rapport au logarithme de temps, nous l'avons utilisée pour comparer le comportement des différentes options technologiques afin de trouver une corrélation entre la variation des valeurs des constantes de temps et l'augmentation de la distance L_i. Les différents comportements observés ont été classés dans deux catégories : la première comporte ceux qui montrent une augmentation des constantes de temps avec l'augmentation de L_i, contrairement aux autres qui font partie de la deuxième et qui n'ont montré aucune variation.

Les composants de la première catégorie sont résumés par les échantillons du lot A ainsi que ceux provenant du bord du lot B, alors que les composants qui n'ont montré aucune variation des valeurs des constantes de temps avec l'augmentation de L_i, sont les échantillons des lots C, D ainsi que ceux du centre du lot B.

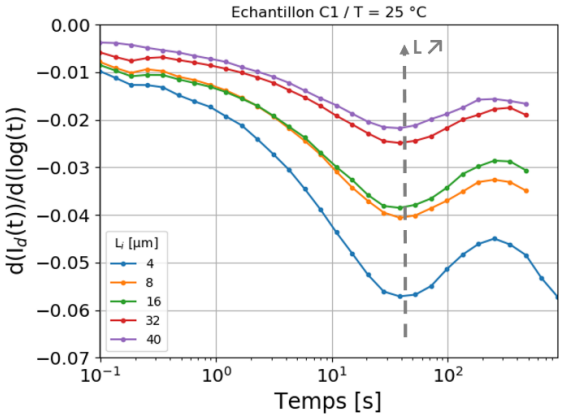


(a) (b)

Figure 3.13 Dérivée première dans l'échelle logarithmique temporelle appliquée sur les données de relaxation du courant I_d obtenues, à T = 25°C, pour différentes distances L_i, avec les échantillons : (a) A1 et (b) $B4_b$. La ligne en pointillé présente la variation des extremums des creux en fonction de l'augmentation de L_i.



(a) (b)



(c)

Figure 3.14 Dérivée première dans l'échelle logarithmique temporelle appliquée sur les données de relaxation du courant I_d obtenues, à T = 25°C, pour différentes distances L_i, avec les échantillons : (a) D1, (b) $B3_c$ et (c) C1. La ligne en pointillé présente la variation des extremums des creux en fonction de l'augmentation de L_i.

La Figure 3.13 et la Figure 3.14 illustrent les résultats de la dérivée par rapport au logarithme du temps appliquée sur les données du courant I_d obtenues avec quelques échantillons des catégorie 1 et 2 respectivement. Nous pouvons remarquer le décalage du creux dans le temps avec L_i allant de 4 à 40 µm, pour les échantillons A1 et $B4_b$ (d'une façon beaucoup plus remarquable avec les échantillons du lot A).

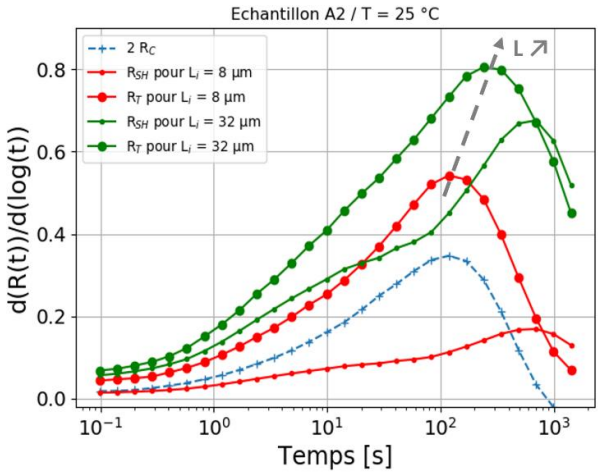
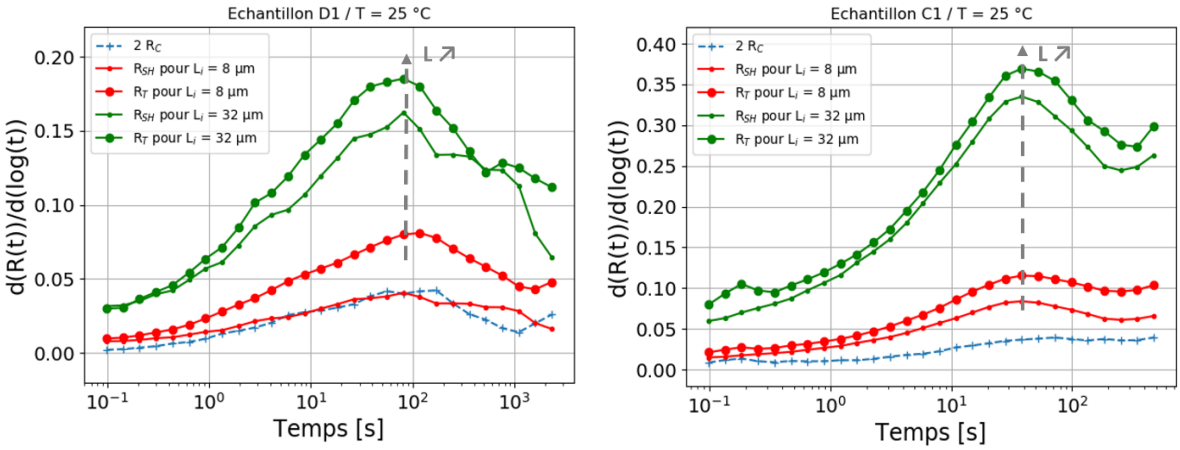


Figure 3.15 Dérivée première dans l'échelle logarithmique temporelle appliquée sur les données des résistance calculées (R_T la résistance totale, R_{SH} la résistance du canal et R_C la résistance du contact), à T = 25 °C, pour L_i = 8 et 32 µm, avec l'échantillon A2.



(a) (b)

Figure 3.16 Dérivée première dans l'échelle logarithmique temporelle appliquée sur les données des résistance calculées (R_T la résistance totale, R_{SH} la résistance du canal et R_C la résistance du contact), à T = 25 °C, pour L_i = 8 et 32 µm, avec les échantillons : (a) D1 et (b) C1.

En se basant sur le modèle de deux résistances en série, nous avons étudié la contribution de chacune des résistances R_C et R_{SH} par rapport à la résistance totale, en appliquant la méthode de la dérivée par rapport au logarithme du temps. La Figure 3.15 et la Figure 3.16 permettent de comparer les résultats obtenus par application de la dérivée sur la résistance totale R_T et ses deux composantes (R_C et R_{SH}) calculées pour les mêmes distances L_i (8 et 32 µm). Les résultats illustrés sur la première figure (Figure 3.15) correspondent à l'échantillon A2 qui fait partie des composants de la catégorie 1 qui montrent un décalage des extremums avec l'augmentation de L_i (Figure 3.13), tandis que la Figure 3.16 montre des exemples obtenus avec un échantillon de la catégorie 2 qui ne présente aucun décalage en fonction de L_i (Figure 3.14).

Pour une distance L_i = 8 µm (courbes en rouge de la Figure 3.15), nous pouvons remarquer que, pour l'échantillon A2, la contribution de la résistance R_C (courbe en bleu de la Figure 3.15) dans la résistance totale R_T est dominante par rapport à la contribution de la résistance R_{SH}. Ceci se manifeste par des constantes de temps similaires entre R_C et R_T, et donc amplitude de la courbe R_C plus importante que celle de R_{SH}. En d'autres termes, l'influence de la résistance de contact sur la résistance totale est dominante.

L'augmentation de L_i engendre l'augmentation de la contribution de R_{SH} par rapport à la résistance totale, comme on peut le voir avec L_i = 32 µm. Les courbes présentant cette distance (courbes en vert de la Figure 3.15) montrent que l'extremum de la résistance totale s'est décalé dans le même sens que celui de R_{SH} ; cependant, l'influence de la résistance du contact n'est pas négligeable.

Par conséquent, l'augmentation des constantes de temps avec l'augmentation de L_i pour les échantillons de la catégorie 1, s'explique par le fait que les résistances R_C et R_{SH} n'ont pas les mêmes constantes de temps et que la contribution de la résistance de contact par rapport à la résistance totale est non négligeable quelle que soit la longueur. Lorsque L_i augmente, la contribution de R_{SH} augmente et, comme cette dernière présente un temps caractéristique plus grand que celui de R_C, il en résulte une augmentation apparente de la constante de temps de R_T qui est en fait une valeur composite des constantes de temps de R_C et R_{SH}.

Pour les échantillons classés dans la catégorie 2, les courbes résultant de l'application de la dérivée montrent que les constantes de temps correspondant à R_T, R_C et R_{SH} sont du même ordre de grandeur. Ceci explique pourquoi ces échantillons ne présentent pas un décalage des extremums en fonction de L_i. De plus, nous pouvons remarquer que la contribution de la

résistance de contact par rapport à la résistance totale est moins importante que celle observée avec les composants de la catégorie 1.

Finalement, en séparant la contribution de la résistance de contact dans la résistance totale R_T, ces résultats viennent renforcer notre supposition que, dans certains cas, la dynamique de la résistance à l'état passant $R_{ds\text{-}ON}$ est due non seulement à des phénomènes dans le canal 2DEG mais également à des phénomènes au niveau des contacts métal/semi-conducteur.

3.4 Intervalles de confiance et degré de crédence des résultats

Il existe deux approches du calcul des probabilités : bayésienne et fréquentiste (classique). L'inférence bayésienne s'intéresse à la crédibilité d'une hypothèse alors que la fréquentiste se focalise sur la fiabilité des procédures qui engendrent leurs conclusions [169]. En outre, l'approche fréquentiste procède généralement à l'aide d'estimations ponctuelles et d'approches de vraisemblance maximale. Les analyses bayésiennes calculent généralement le postérieur en utilisant la Méthode de Monte-Carlo par chaînes de Markov (MCMC « Markov Chain Monte Carlo ») [170]. Contrairement à l'inférence classique, la bayésienne n'exige pas au départ qu'on se fixe une hypothèse précise à confirmer ou infirmer, ce qui la rend utile en exploration de données.

Dans cette section, nous utilisons l'approche bayésienne afin d'étudier la distribution de probabilité postérieure des paramètres calculés, à l'aide de la fonction « Minimizer.emcee() » (basée sur MCMC) de la librairie « lmfit » de python [171]. Cette méthode n'effectue aucun ajustement. Son but est d'explorer plus en détail l'espace des paramètres autour de la solution après ajustement et de donner ensuite une meilleure compréhension de la distribution de probabilité des paramètres. Elle est utilisée dans le but d'affiner l'estimation des valeurs les plus probables pour un ensemble de paramètres mais elle ne trouvera pas itérativement une bonne solution au problème de minimisation.

Pour utiliser cette méthode efficacement, on doit se servir d'abord d'une autre méthode d'optimisation, puis l'utiliser pour explorer l'espace des paramètres autour de ces valeurs les mieux ajustées. La méthode d'optimisation donne la solution de maximum de vraisemblance. Deux algorithmes basés sur la méthode des moindres carrés sont les plus utilisés : l'algorithme

« Nelder-Mead » robuste et « Levenberg-Marquardt » qui semble avoir des difficultés avec les désintégrations exponentielles, bien qu'il puisse affiner la solution s'il démarre à proximité de la solution [171].

Pour visualiser les résultats de la distribution de probabilité postérieure des paramètres, nous avons utilisé la fonction « corner.corner() ». Deux diagrammes triangulaires « corner plot » sont illustrés par la Figure 3.17 et la Figure 3.18. La diagonale de chacun de ces diagrammes présente des histogrammes montrant la distribution de probabilité postérieure marginale 1D estimée pour chaque variable ajustée (A_i, τ_i) ainsi que la distribution d'une quantité modeste de bruit gaussien aux données ($\in(t)$ représente l'amplitude moyenne du bruit sur toute la courbe, illustrée en échelle logarithmique), alors que les graphiques 2D hors diagonale illustrent la distribution de probabilité postérieure conjointe pour chaque paire de variables montrant la corrélation entre les paires de paramètres. Le vecteur du paramètre de vraisemblance maximale est indiqué par une croix. Les valeurs les plus fréquentes pour chaque variable sont marquées par des lignes bleues verticales et horizontales.

Les deux exemples illustrés correspondent au traitement des données des deux résistances de contact et du canal 2DEG de l'échantillon D1 à T = 25 °C. Ce traitement est basé sur la somme exponentielle de l'Équation 3-12. Les histogrammes de la Figure 3.17 montrent que les paramètres simulés sont à la fois exacts (proche de la valeur de départ) et crédibles (distribution postérieure étroite), tandis que ceux de la Figure 3.18 ne montrent pas le même niveau de crédence puisque la distribution postérieure est large.

Nous montrons aussi sur les mêmes figures les valeurs des variables simulées ainsi que la corrélation entre chaque paire des variables. Nous pouvons remarquer que l'incertitude sur ces valeurs ne dépasse pas 1 %, pour les valeurs obtenues à partir de l'estimation des paramètres générés par l'optimisation « Levenberg-Marquardt » avec les données R_C pour l'échantillon D1 à T = 25 °C (Figure 3.17). Cela signifie que l'ajustement est raisonnable et que les estimations sont crédibles, tandis que les résultats obtenus avec les données de la résistance de canal R_{SH}, pour l'échantillon D1 à la même température et générés par l'optimisation « Nelder-Mead » (Figure 3.18), présentent une incertitude plus importante. Cela montre la non précision des paramètres calculés. Notons que le but avec ces deux exemples n'est pas de comparer les méthodes d'optimisation « Levenberg-Marquardt » et « Nelder-Mead » mais de montrer qu'il existe différents algorithmes d'optimisation aidant à l'évaluation de la crédibilité. D'ailleurs, des résultats similaires ont été obtenus après application de ces deux algorithmes.

La fonction « lmfit.report_fit() » nous a permis de calculer les variables avec leurs erreurs ainsi que la corrélation entre chaque paire de ces variables. Les corrélations non déclarées sont celles qui présentent des valeurs en absolu < 0,1, alors que, plus la valeur de la corrélation s'approche de 1, plus cette dernière est bonne.

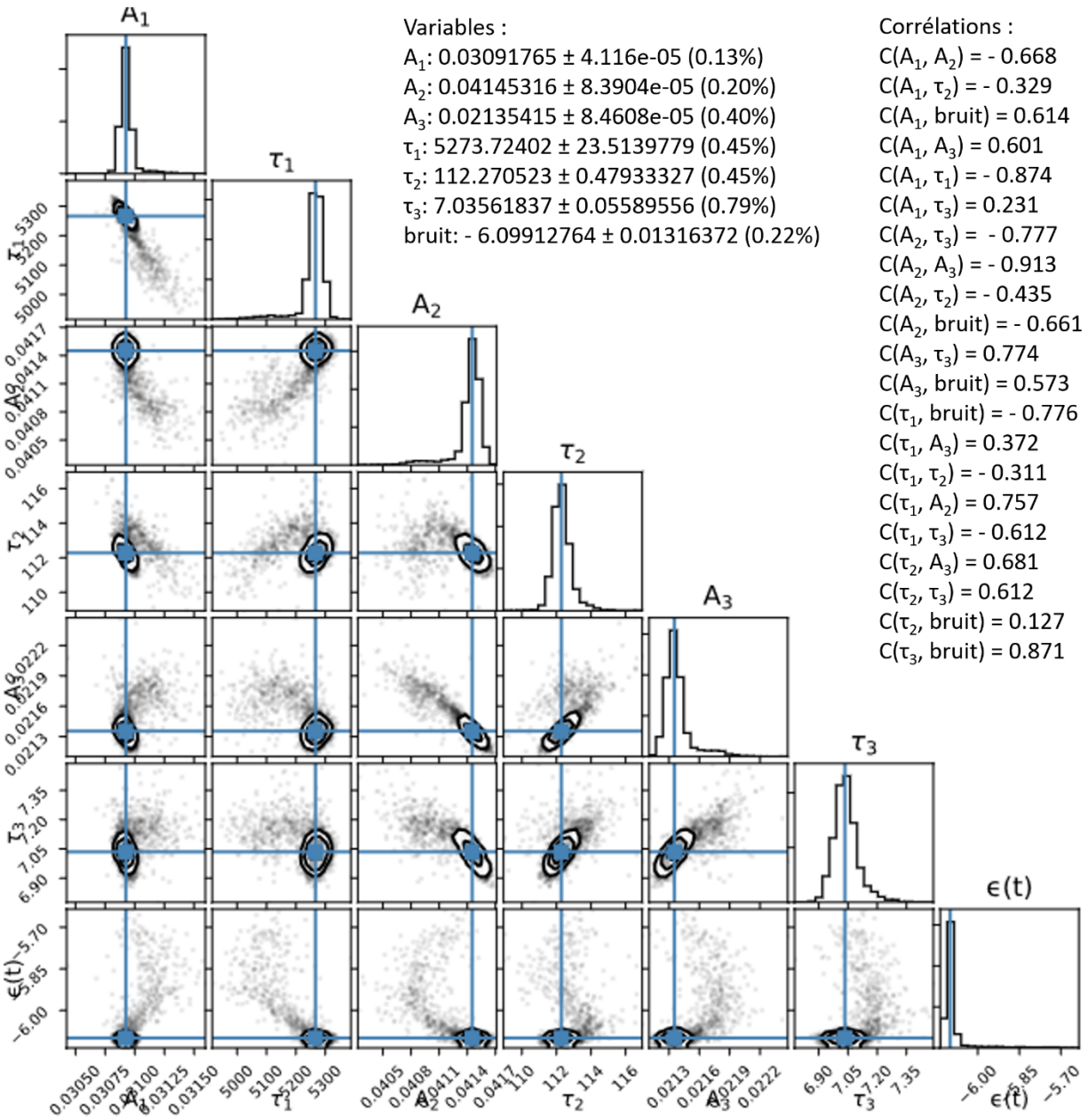


Figure 3.17 Diagramme triangulaire « corner plot » des échantillons postérieurs obtenu à partir de l'estimation des paramètres générés par l'optimisation « Levenberg-Marquardt » avec les données R_C pour l'échantillon D1 à T = 25 °C. Le long de la diagonale se trouvent des histogrammes de la distribution de probabilité postérieure marginale 1D estimée pour chaque paramètre. Les graphiques hors diagonale sont les histogrammes 2D de la distribution de probabilité postérieure conjointe estimée pour chaque paire de paramètres, qui montrent la corrélation entre les paires de paramètres. Les lignes bleues horizontales et verticales indiquent les valeurs utilisées pour simuler les données.

Finalement, le calcul de l'intervalle de confiance et du degré de crédence nous a aidé à explorer l'espace des paramètres pour déterminer les distributions de probabilité des paramètres optimisés. De plus, ce calcul nous a permis de trouver le nombre de termes n de la somme exponentielle, et ceci après avoir comparé la distribution de probabilité avec n couples de paramètres.

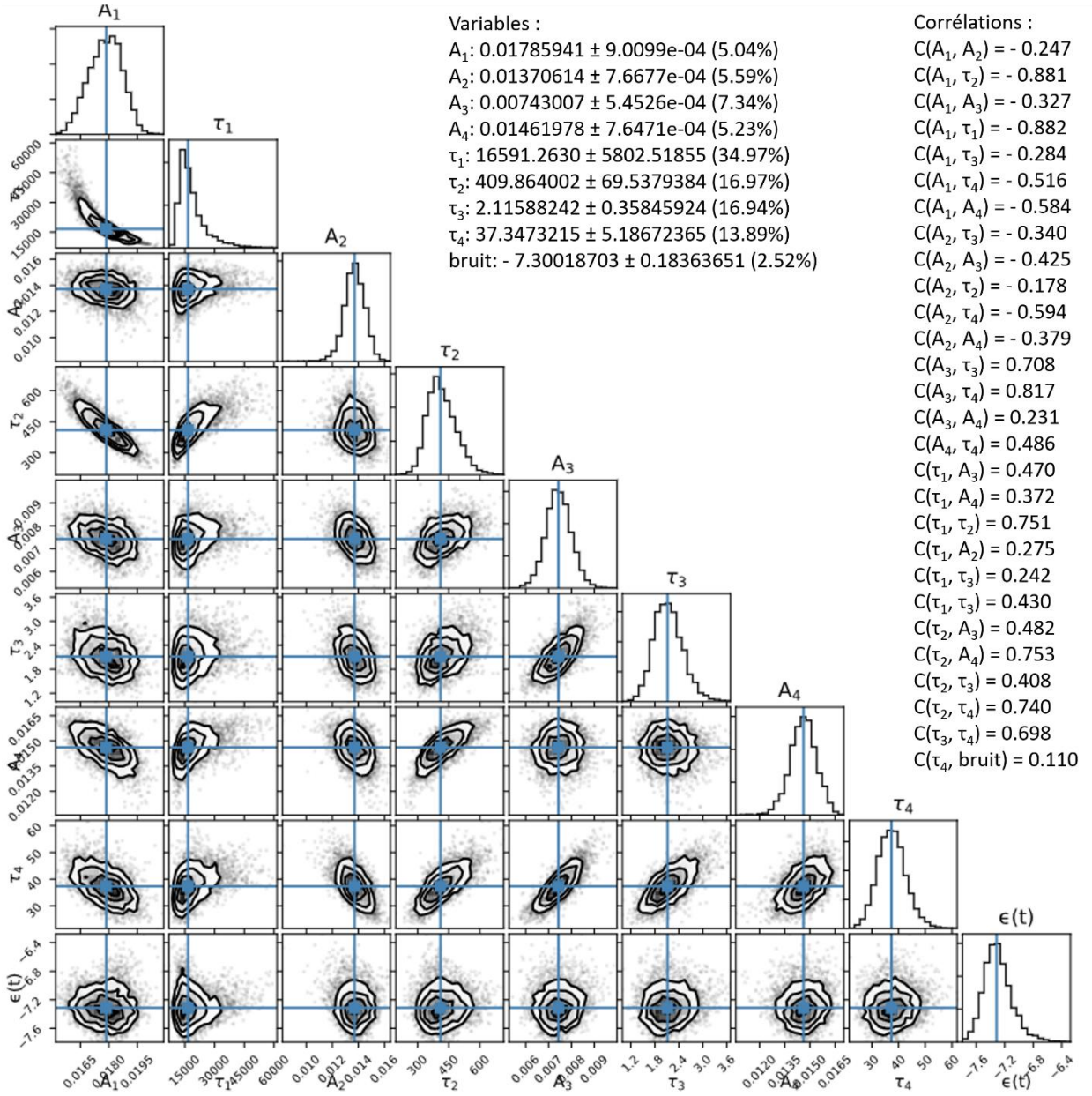


Figure 3.18 Diagramme triangulaire « corner plot » des échantillons postérieurs obtenu à partir de l'estimation des paramètres générés par l'optimisation « Nelder-Mead» avec les données R_{SH} pour l'échantillon D1 à T = 25 °C. Le long de la diagonale se trouvent des histogrammes de la distribution de probabilité postérieure marginale 1D estimée pour chaque paramètre. Les graphiques hors diagonale sont les histogrammes 2D de la distribution de probabilité postérieure conjointe estimée pour chaque paire de paramètres, qui montrent la corrélation entre les paires de paramètres. Les lignes bleues horizontales et verticales indiquent les valeurs utilisées pour simuler les données.

3.5 Tracé d'Arrhenius pour l'extraction des énergies d'activation

Pour mieux comprendre les propriétés physiques des niveaux des pièges responsables de la variation du courant mesuré sous la stimulation optique, il est nécessaire d'utiliser les tracés d'Arrhenius qui permettent d'obtenir la signature des pièges en termes d'énergie d'activation (E_a) et de section de capture (σ_n) (Équation 1-1). Ces données sont obtenues à partir des constantes de temps extraites de la décomposition du transitoire du courant (ou de la variation relative de la résistance comme nous l'avons démontré) à différents niveaux de température.

D'après l'Équation 1-1 (loi d'Arrhenius), nous avons l'équation suivante :

Équation *3-22*

$$ln(\tau T^2) = \frac{E_a}{KT} - ln(\sigma_n \gamma_n)$$

Pour le GaN, la valeur de la constante γ_n est :

Équation *3-23*

$$\gamma_{n_{GaN}} = 2\sqrt{\frac{3K}{m^*_{GaN}}}\left(\frac{2\pi\, m^*_{GaN}\, K}{h^2}\right)^{3/2} = 7{,}125 \times 10^{20}\ cm^2 s^{-1} K^{-2}\ ;\ m^*_{GaN} = 0.222\ m_0$$

Avec h la constante de Planck, K la constante de Boltzmann, m^*_{GaN} la masse effective des électrons dans le GaN et m_0 la masse de l'électron dans le vide.

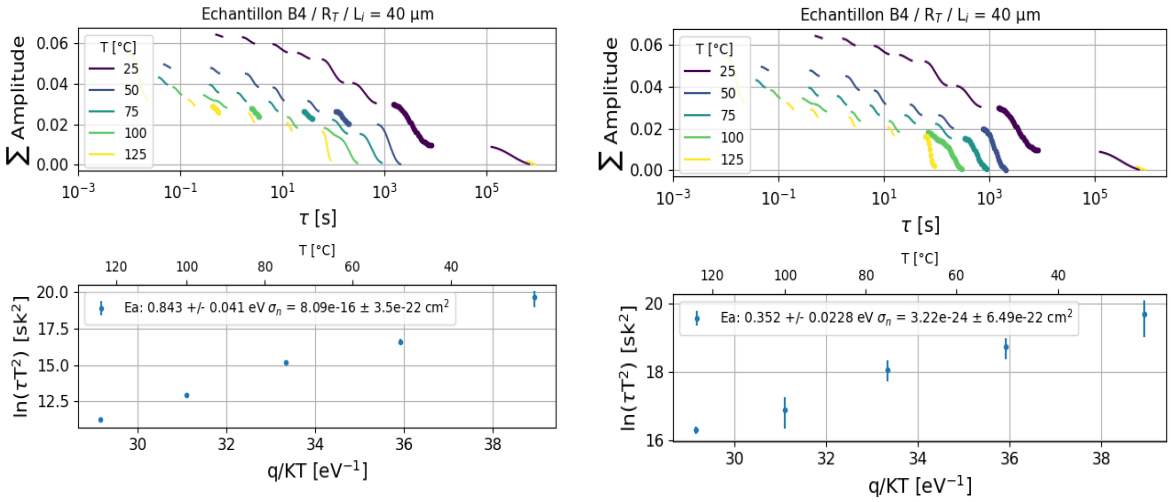
Sur le tracé d'Arrhenius, la pente de la droite (Équation 3-22) donne la valeur de l'énergie d'activation (E_a) en eV après multiplication par la charge élémentaire de l'électron (q), alors que son ordonnée à l'origine permet de calculer la section de capture (σ_n).

Dans un premier temps, nous nous sommes basés sur la méthode de la régularisation de Tikhonov (CONTIN) pour l'extraction des couples (A_i, τ_i) à partir des données des vecteurs $R_C(t)$, $R_{SH}(t)$ et $R_T(t)$, à plusieurs températures, pour les différents échantillons. Les constantes de temps trouvées ont été ensuite utilisées pour extraire l'énergie d'activation et la section de capture.

Cependant, la difficulté dans cette extraction réside dans le choix de la combinaison des constantes de temps (une constante de temps par température) la plus « interprétable ». Cette

difficulté est aussi liée, dans notre cas, au nombre important de constantes de temps obtenu à l'issue de la décomposition en somme d'exponentielles.

La Figure 3.19 montre deux exemples de sélections différentes des constantes de temps, en illustrant les tracés d'Arrhenius résultants ainsi que les énergies d'activation et les sections de capture extraites. Les constantes de temps sélectionnées (présentées par des paliers sur les figures du haut) sont illustrées en des traits plus épais (en gras). Dans la figure (a), nous avons choisi les τ_i qui sont à la même somme des amplitudes, alors que, dans (b), nous avons opté pour les constantes de temps les plus dominantes (présentant les amplitudes les plus importantes à chaque température). Dans le cas de la figure (a), nous avons considéré que, d'une part, des constantes de temps qui n'apparaissent pas, dans la fenêtre de temps choisie, à des températures basses, apparaissent à plus hautes températures (accélération du phénomène avec la température). D'autre part, nous avons également des phénomènes dont les constantes de temps sont devenues très rapides au point qu'on n'arrive plus à les observer.



(a) (b)

Figure 3.19 Spectre des sommes cumulatives des amplitudes en fonction des constantes de temps extraites à l'aide de la méthode de la régularisation de Tikhonov, appliquée sur des données du vecteur $R_T(t)$, avec l'échantillon B4 pour L_i = 40 µm (figures du haut). Tracé d'Arrhenius obtenu avec deux sélections de constantes de temps différentes (figures du bas). Les τ_i sélectionnées sont épaissis sur le spectre.

Nous pouvons remarquer que les valeurs de E_a et σ_n obtenues sont totalement différentes, ce qui montre que l'association des constantes de temps extraites à différentes températures n'est malheureusement pas triviale. Nous nous sommes basés sur des références

bibliographiques [172] afin de sélectionner des combinaisons permettant d'obtenir des valeurs d'énergies d'activation et de sections de capture proches de celles citées dans ces références.

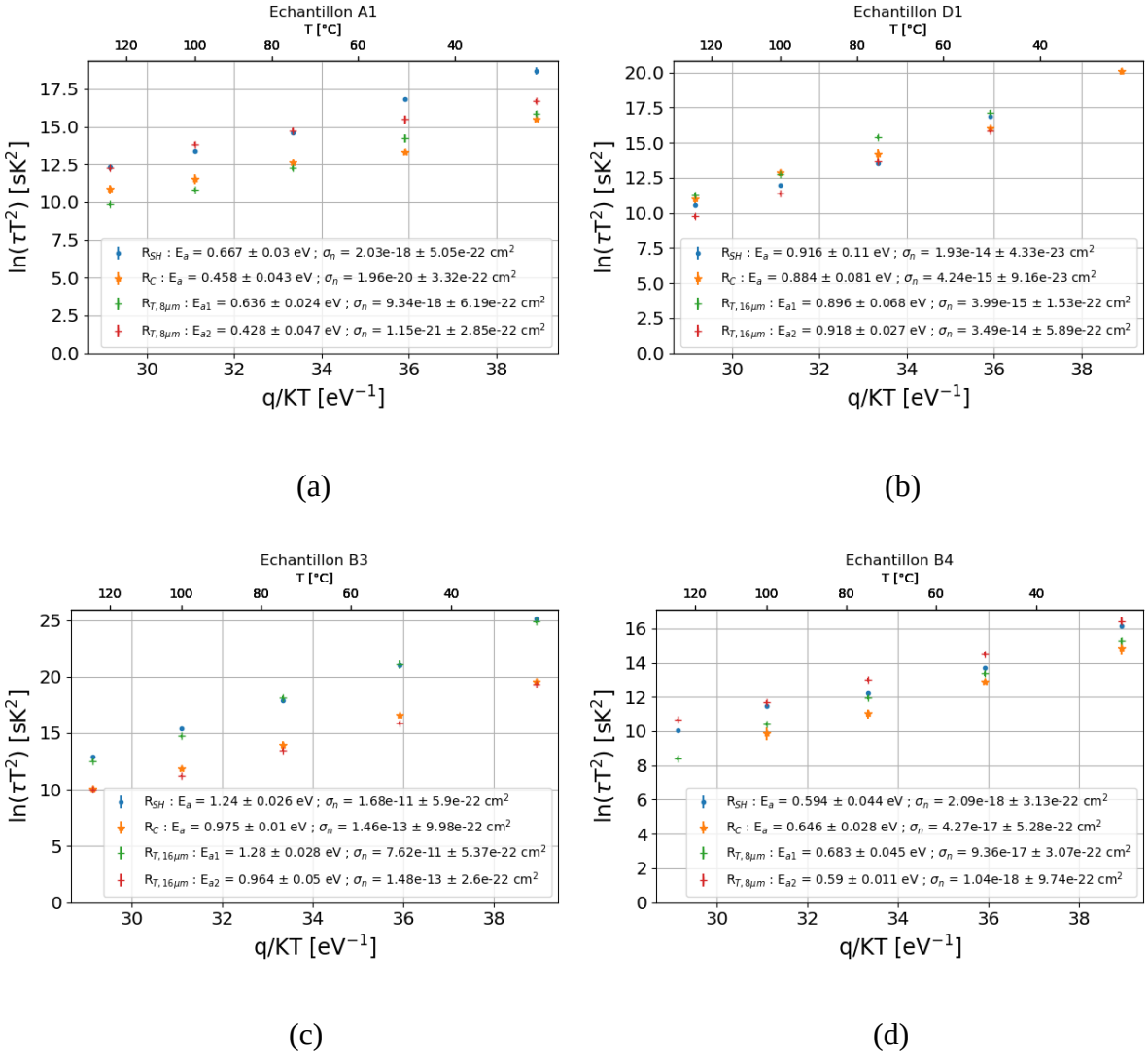


Figure 3.20 Exemples de tracés d'Arrhenius avec les énergies d'activation E_a, les sections de capture σ_n et leurs erreurs relatives, extraites suite à l'application de la méthode de la régularisation de Tikhonov (CONTIN) sur les données des vecteurs $R_C(t)$, $R_{SH}(t)$ et $R_T(t)$, à différentes températures, pour les échantillons : (a) A1, (b) D1, (c) B3 et (d) B4.

Nous nous sommes ensuite basés sur le modèle de deux résistances en série (R_C et R_{SH}) afin de trouver une corrélation entre les valeurs des couples (E_a, σ_n) extraites à partir de la relaxation de ces résistances d'une part et celles obtenues avec les données de la résistance totale R_T d'une autre part. La Figure 3.20 illustre les tracés d'Arrhenius extraits à partir des constantes de temps obtenues par application de la méthode de la régularisation de Tikhonov (CONTIN) sur les données des vecteurs $R_C(t)$, $R_{SH}(t)$ et $R_T(t)$, pour les échantillons A1, D1,

B3 et B4. Les valeurs des énergies d'activation E_a, les sections de capture σ_n et leurs erreurs relatives sont présentées dans la légende des courbes sur la même figure.

La modélisation en deux résistances en série nous permet de décorréler les phénomènes qui peuvent coexister dans la variation de la résistance totale de manière à distinguer ceux qui sont liés à la résistance de contact de ceux liés à la résistance de canal. En effet, nous remarquons que, pour chaque option technologique, nous pouvons bien associer les couples (E_a, σ_n) extraits des données du vecteur $R_T(t)$ à des énergies d'activation et des sections de capture obtenues avec le traitement de chacun des vecteurs $R_C(t)$ et $R_{SH}(t)$. La Figure 3.21 montre le regroupement des couples (E_a, σ_n) qui correspondent aux échantillons A1, D1, B3 et B4.

Nous observons sur la Figure 3.21 que le regroupement des couples (E_a, σ_n) présente une linéarité entre l'énergie d'activation et le logarithme de la section de capture. Ceci rappelle la loi de Meyer-Neldel qui stipule que la section de capture σ_n dépend de l'énergie d'activation E_a [173]–[175], confirmant ainsi que nos résultats répondent bien à cette loi.

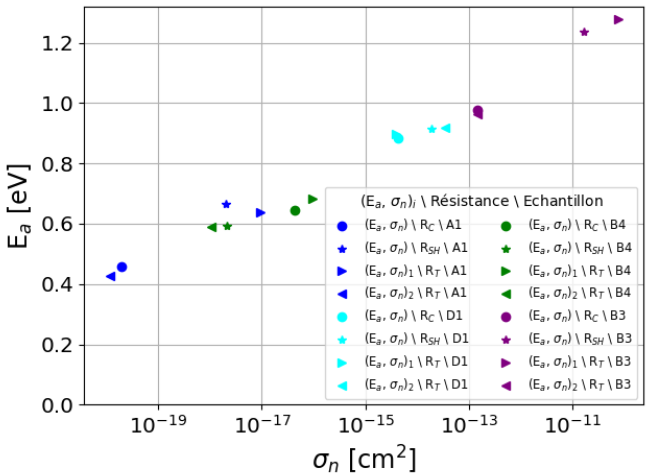


Figure 3.21 Correspondance des couples (E_a, σ_n) pour les résistances $R_C(t)$, $R_{SH}(t)$ et $R_T(t)$, dans les échantillons A1, D1, B3 et B4.

Néanmoins, il est difficile et incertain de savoir quels couples (E_a, σ_n) obtenus sont bien liés à des défauts effectivement présents dans le matériau. Pour affiner ces résultats, il serait donc nécessaire d'obtenir les énergies d'activation des pièges présents par d'autres méthodes (comme la DLOS [114]).

Toutefois, la principale force de la méthode présentée ici réside dans sa capacité à séparer les contributions des résistances de canal et de contact dans la variation de la résistance totale.

3.6 Interprétations physiques

Dans le but de trouver une corrélation entre la stimulation optique et la stimulation électrique « back-bias », nous présentons dans cette section une comparaison des résultats de traitement des données de relaxation du courant I_d obtenues avec les deux types de stimulation.

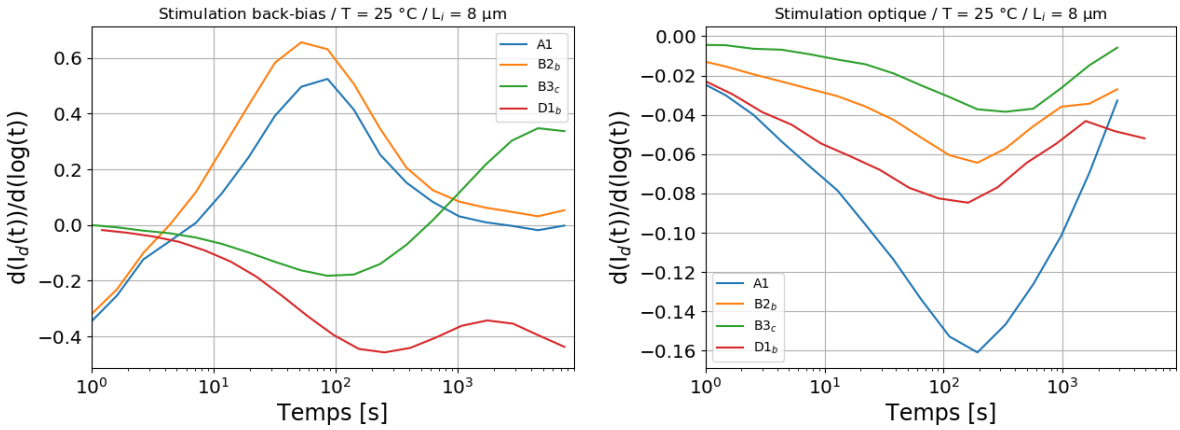
3.6.1 Comparaison entre les deux types de stimulation (optique et électrique)

Par manque de temps, nous nous sommes limités à traiter les données de la stimulation électrique « back-bias » par la méthode de la dérivée par rapport au logarithme du temps après ré-échantillonnage avec un nombre de points limité. En effet, un traitement de ces données avec la méthode de la régularisation de Tikhonov (CONTIN) nécessite un reparamétrage du logiciel afin qu'il puisse utiliser des amplitudes négatives, étant donné que, dans ce type de test, l'allure du courant I_d présente des variations dans les deux sens (augmentation et diminution) (cf. section 2.3.4.2).

La Figure 3.22 illustre les résultats obtenus suite à l'application de la dérivée par rapport au logarithme du temps sur les données de relaxation du courant I_d mesurées avec les deux types de stimulation, pour différents échantillons avec la même distance L_i (8 µm) et la même température (T = 25 °C).

Nous avons observé visuellement dans le chapitre 2 (cf. section 2.3.4.2, figure 2-19) que la diminution du courant mesuré durant le stress « back-bias » est rapide pour les échantillons A1 et $B2_b$ qui ont le même comportement, tandis qu'elle est lente pour les deux autres ($B3_c$ et $D1_c$) qui ont presque la même allure. Avec la méthode de la dérivée (Figure 3.22-(a)), nous pouvons confirmer cette observation : les courbes obtenues après l'application de la dérivée avec les échantillons A1 et $B2_b$ gardent toujours la même allure, avec des constantes de temps plus courtes par rapport à celles observées avec les échantillons $B3_c$ et $D1_c$.

Cependant, cette méthode ne permet pas d'aller plus loin pour comprendre la physique des défauts existants. En outre, ces observations sont aussi valables pour les mêmes échantillons testés avec le stress optique.



(a) (b)

Figure 3.22 Dérivée première dans l'échelle logarithmique temporelle appliquée sur les données de relaxation du courant I_d obtenues avec : (a) stimulation électrique « back-bias » et (b) stimulation optique ; pour différents échantillons, à T = 25 °C et pour L_i = 8 µm.

Les stimulations optique et back-bias donnent donc des comportements temporels différents. Nous pouvons en conclure que les différents pièges présents ne sont pas stimulés de la même manière, dans les mêmes proportions, par ces deux types de stimulation.

De plus, des échantillons dont les comportements sont proches dans l'un des tests ne le sont par forcément dans l'autre.

Alors que la stimulation optique donne des comportements relativement similaires pour tous les échantillons, le back-bias peut donner des comportements radicalement différents. Nous pouvons attribuer cette observation au fait que la stimulation optique est parfaitement reproductible car la source de la perturbation l'est également (par construction) alors que la stimulation par le back-bias dépend de l'architecture du composant. En effet, pour une même tension de back-bias, les distributions du champ électrique dans les différents échantillons pourront être très différentes et par conséquent les défauts activés aussi.

3.6.2 Suggestions / interprétation physiques des résultats.

Rappelons que, avec la stimulation électrique « back-bias », nous considérons que, tous les phénomènes qui seront activés lors du test sont localisés dans la couche tampon sans contribution des effets de surface, tandis qu'avec la stimulation optique nous stimulons les défauts qui peuvent exister dans les différentes couches de nos structures puisque le faisceau lumineux pénètre les différentes couches.

Suite à une comparaison entre la Figure 3.22-(a) et la Figure 3.22-(b), nous pouvons remarquer que les courbes représentant les échantillons A1, $B1_c$ et $B2_b$ ne présentent pas un désaccord de comportement (la courbe en vert présente un retard par rapport au deux autres (en orange et bleu)) dans les deux cas de stimulation. Par contre, les extremums résultant de la dérivée appliquée à la stimulation optique sont décalés vers la droite par rapport à la stimulation électrique. Ceci signifie que, par le test optique, nous stimulons les mêmes défauts que ceux stimulés par la stimulation électrique ainsi que d'autres défauts contribuant au décalage des extremums probablement à cause de nouvelles constantes de temps qui s'ajoutent (défauts de surface). Par rapport à l'échantillon $D1_b$ nous pouvons remarquer une allure très similaire entre les deux types de stimulation ainsi que des extremums dans le même ordre de grandeur ; ceci laisse supposer que les pièges stimulés optiquement sont en majorité des pièges situés dans la couche tampon de la structure. Cela est peut-être dû au procédé technologique du lot D qui est diffèrent des autres, étant donné que l'échantillon $D1_b$ ne présente pas une dominance des pièges de surface.

Les échantillons A1, B2 et B4, qui montrent des comportements similaires avec les deux types de stimulation, représentent encore des énergies d'activation proches lors de la relaxation des résistances après le stress optique (Figure 3.20). Cela signifie que ces deux composants présentent des défauts du même type.

La compréhension de l'origine physique des pièges n'est pas « évidente », même si l'énergie d'activation et la section de capture ont été extraites car, comme nous l'avons montré, les valeurs de ces derniers (E_a, σ_n) changent avec la sélection du groupement des constantes de temps, bien que différents types de pièges aient été reportés dans plusieurs recherches [172] et que leurs signatures correspondent avec les valeurs que nous avons trouvées ; nous éviterons cependant d'avancer des interprétations à ce stade.

3.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons abordé le traitement numérique des données de relaxation du courant de drain I_d mesuré avec deux types de stimulation : électrique « back-bias » et optique. L'analyse de ces données a été réalisée sous forme d'une somme d'exponentielle dans le but de décomposer cette somme et trouver ses composantes (les constantes de temps et leurs amplitudes correspondantes). Nous avons présenté plusieurs méthodes d'optimisation des paramètres en montrant comment nous nous sommes servis de chacune et comment on peut éventuellement les améliorer. Chacune de ces méthodes présente des avantages et des limitations en termes d'efficacité d'optimisation des données, de temps de calcul nécessaire pour trouver une solution, de sensibilité au bruit des mesures, de dépendance des conditions initiales ainsi que du nombre des paramètres à saisir avant l'optimisation.

En outre, nous avons analysé les données en fonction de deux modèles électriques que nous avons prédéfinis : une conductance simple et deux résistances en série. Pour cela, nous avons démontré que le traitement des données pouvait se faire sous forme d'une variation de résistance relative. Nous avons ensuite étudié la variation multi-exponentielle de chaque composante de la résistance totale prise séparément (R_C et R_{SH}). De plus, nous avons calculé l'intervalle de confiance et le degré de crédence des paramètres optimisés à partir de la relaxation de ces résistances afin de déterminer les distributions de probabilité des paramètres et ainsi avoir une indication sur la crédibilité des résultats. Tous les résultats obtenus confirment que l'analyse des transitoires est un problème difficile et que les solutions de ces problèmes ne sont pas uniques.

De plus, ces méthodes de traitement ont permis de mettre en évidence les grandes tendances de variations des constantes de temps avec la température et la longueur des résistances. En se basant sur le modèle de deux résistances en série, nous avons pu confirmer notre supposition : dans certains cas, la dynamique de la résistance à l'état passant $R_{ds\text{-}ON}$ est due non seulement à des phénomènes dans le canal 2DEG mais également à des phénomènes au niveau des contacts métal / semi-conducteur. Ceci a été vérifié premièrement avec la méthode de la dérivée par rapport au logarithme du temps, en montrant que la contribution de la résistance de contact dans la résistance totale R_T est plus importante pour certains échantillons, et, une deuxième fois, avec les résultats d'extraction des couples (E_a, σ_n), où nous avons démontré qu'avec le modèle de deux résistances en série, nous arrivons à décorréler les

phénomènes qui peuvent exister dans la variation de la résistance totale, de manière à distinguer ceux qui sont liés à la résistance de contact de ceux liés à la résistance de canal.

En outre, nous avons démontré que le choix des paramètres extraits de l'analyse numérique peut fortement influencer les résultats des énergies d'activation et des sections de capture identifiant un piège. Nous ne pouvons donc pas lier avec une grande certitude les valeurs trouvées à des défauts existants dans le matériau.

Finalement, nous avons présenté une comparaison des résultats de traitement des données de relaxation du courant I_d obtenues avec les deux types de stimulation dans le but de trouver une corrélation entre la stimulation optique et la stimulation électrique « back-bias ». Nous avons vu que plusieurs défauts interviennent dans la variation du courant mesuré sous stress et que, ces défauts sont répartis sur toute la structure, ce qui rend leur décorrélation et la compréhension de leur origine difficile.

Conclusion générale

Les travaux de cette thèse s'inscrivent dans le cadre de la caractérisation des structures TLM pour l'étude de transistors HEMTs GaN ainsi que l'analyse numérique et expérimentale des modes et mécanismes de défaillance des composants GaN de puissance.

Après une brève introduction des propriétés physiques et électriques du nitrure de gallium pour les composants de puissance, nous avons résumé les principaux mécanismes liés à la fiabilité des transistors HEMTs à base du GaN ainsi que les localisations possibles des défauts dans les couches de ces transistors. Ces mécanismes sont liés, d'une part, à la nature du matériau lui-même, et d'autre part, à la présence de pièges liés à des états de surface, à des défauts aux interfaces et dans la couche tampon du GaN. Plusieurs problèmes, dont la dégradation de la résistance dynamique à l'état passant $R_{ds\text{-}ON}$ pour les interrupteurs de puissance, sont dus à ces mécanismes.

Le deuxième chapitre avait pour sujet l'étude des mécanismes liés à la résistance dynamique dans les composants HEMTs GaN de puissance et l'identification de leur localisation dans la structure. Dans ce but, nous avons mis en place deux types de caractérisation des défauts responsables des effets de piégeage induit par des défauts pouvant exister dans les différentes couches de la structure. Une attention particulière a été portée sur le protocole expérimental que nous avons mis en place durant cette caractérisation, afin de pouvoir compter sur des mesures électriques fiables et sur des résultats cohérents et reproductibles.

Le premier type de caractérisation se résume par deux méthodes de stimulation électrique : « back-gating » et « back-bias ». Ces méthodes consistent à activer les phénomènes physiques existants dans les couches au-dessous du 2DEG. Nous avons ainsi présenté les résultats du courant $I_d(t)$, mesuré pendant et après le stress électrique, sous différentes conditions. Nous en avons déduit que la différence de comportement entre les mesures effectuées sur plusieurs échantillons indique l'existence de plusieurs contributions de pièges. Le deuxième type de caractérisation est la méthode de stimulation optique qui engendre une augmentation du courant de drain, pendant la période d'éclairement, en raison des effets combinés de la photo-ionisation des états de surface et des pièges profonds dans le volume du GaN. La recombinaison des défauts stimulés a été ensuite étudiée. L'augmentation de la vitesse de retour à l'équilibre du courant de drain, induite par la température, laisse suggérer que les

résultats observés avec les deux types de stimulation sont liés à un phénomène activé thermiquement.

Nous avons ainsi étudié l'effet de la stimulation optique sur les résistances de contact des structures TLM de GaN HEMTs grâce à l'extraction des valeurs de résistance à partir des caractéristiques électrique R(L). L'effet observé est plus ou moins prononcé selon les technologies, ce qui démontre que la résistance de contact peut être sensible à l'illumination UV. Nous avons remarqué ainsi que, dans les cas les plus défavorables, la variation de la résistance de contact R_C contribue de 20 % à 40 % à la variation totale de la résistance R_T sous l'éclairement. Ces résultats nous ont permis de mettre en évidence, pour la première fois, que la dynamique de la résistance à l'état passant peut-être due non seulement à des phénomènes dans le canal 2DEG, mais également à des phénomènes au niveau des contacts de source et de drain.

Ces méthodes de caractérisation proposées donnent également accès à la relaxation de la résistance durant et après le stress en fonction de la température. L'analyse de ces données était l'objectif du troisième chapitre, où un traitement des données a été réalisé sous forme d'une décomposition en somme d'exponentielles, dans le but de déterminer les constantes de temps et leurs amplitudes correspondantes. Plusieurs méthodes d'optimisation des paramètres ont été présentées en montrant leurs avantages et leurs limitations en termes d'efficacité d'optimisation de la décomposition, de temps de calcul nécessaire pour trouver une solution, de sensibilité au bruit des mesures, de dépendance au biais sur la connaissance des conditions initiales (conditions à l'équilibre) ainsi que du nombre des paramètres à saisir avant l'optimisation.

En outre, nous avons démontré que le traitement des données pouvait se faire sous forme d'une variation de résistance relative et que la relaxation de chaque composante de la résistance totale pouvait s'écrire sous forme d'une variation multi-exponentielle. En se basant sur ce modèle de deux résistances en série, nous avons montré que, la contribution de la résistance de contact dans la résistance totale R_T était plus importante pour certains échantillons.

De plus, les méthodes de traitement ont permis de mettre en évidence les grandes tendances de variations des constantes de temps avec la température. Cela nous a permis de calculer les énergies d'activation et les sections de capture caractérisant chaque piège. Avec les résultats d'extraction des couples (E_a, σ_n), nous avons démontré qu'avec le modèle de deux

résistances en série, il est possible de décorréler les phénomènes pouvant exister dans la relaxation de la résistance totale, de manière à distinguer ceux qui sont liés à la résistance de contact de ceux liés à la résistance de canal, ce qui confirme ainsi la contribution de la résistance de contact à la variation de la résistance totale.

En outre, nous avons démontré que les résultats des énergies d'activation et des sections de capture pouvaient être influencées par le choix des paramètres extraits de l'analyse numérique pour le tracé d'Arrhenius. Tous les résultats obtenus confirment que l'analyse des transitoires est un problème difficile et que les solutions à ces problèmes ne sont pas uniques. Nous ne pouvons donc pas lier facilement et avec une grande certitude les valeurs trouvées à des défauts existants a priori dans le matériau.

Dans la dernière partie du troisième chapitre, nous avons comparé des résultats de traitement des données de relaxation du courant I_d obtenues avec les deux types de stimulation (« back-bias » et stimulation optique) afin de trouver une éventuelle corrélation entre elles. Nous avons déduit de cette analyse que la variation du courant mesuré sous stress est due à plusieurs défauts et que ces derniers sont répartis dans toute la structure, ce qui complique leur décorrélation et la compréhension de leur origine.

Les perspectives de ces travaux pourraient concerner dans un premier temps notre méthode expérimentale d'analyse utilisant la stimulation optique. Comme nous l'avons expliqué, de nombreux défauts participent à la variation du courant mesuré sous l'effet de cette stimulation, et ceci est au moins partiellement lié au choix de la longueur d'onde de la LED utilisée (393 nm), correspondant à une énergie de photons de 3,16 eV. En effet, la valeur de cette dernière est très proche de l'énergie de la bande interdite du GaN ; il en résulte que des pièges profonds ainsi que d'autres proches de la bande de conduction sont stimulés à la fois et nous ne pouvons donc pas les décorréler. Une solution peut être apportée pour résoudre ce problème : elle consiste à exposer les pièges à diverses longueurs d'ondes correspondant à des énergies proches de la bande de conduction allant jusqu'à des énergies proches de la bande de valence, pour leur fournir l'énergie nécessaire à l'émission. Un traitement de toutes les mesures sera ensuite nécessaire pour séparer l'effet de chaque piège. Cette technique s'inspire donc de la DLOS « Deep Level Optical Spectroscopy » qui pourrait aussi être utilisée directement pour déterminer les énergies liées aux différents pièges.

Par rapport à l'extraction des tracés d'Arrhenius, nous avons remarqué qu'il est difficile et incertain de savoir quels couples (E_a, σ_n) obtenus sont bien liés à des défauts effectivement

présents dans le matériau. Dans le but de faciliter et d'améliorer la sélection des combinaisons permettant d'obtenir des valeurs d'énergies d'activation et de sections de capture, nous pouvons réaliser des mesures avec des pas de température plus serrés. Utiliser de plus hautes températures peut être aussi une solution d'autant plus que ceci diminue l'erreur relative lors de l'extraction de la section de capture (image de l'ordonnée à l'origine de la droite). Ceci n'était pas possible durant nos manipulations car nous étions limités par la température maximale supportée par le support de l'échantillon.

Pour la stimulation électrique, nous avons vu que les mesures du courant I_d ont été effectuées, soit après le stress sans aucune mesure préalable (cas du stress « back-gating »), soit au même instant que l'application de stress (cas du stress « back-bias »), ceci étant lié à l'utilisation d'un seul analyseur / générateur. Dans ces deux cas, soit nous n'avons pas eu accès à une mesure fiable de l'état d'équilibre du système, soit nous avons appliqué deux stimulations simultanément. Nous proposons donc des manipulations avec une source externe pour stresser le substrat. De plus, une automatisation du temps de stress peut être utile pour plus de précision sur les conditions initiales du test, et ceci peut être aussi applicable pour le test de l'éclairement par la LED UV.

En outre, une mesure $I_d(V_{sub})$, similaire à une mesure $I_d(V_g)$, effectuée avant stress, peut nous aider à choisir une tension V_{sub} dans la zone linéaire de la courbe, afin de pouvoir appliquer des stress comparables entre tous les échantillons quelle que soit leur localisation sur la plaque et / ou leur lot technologique.

Au cours des mesures réalisées avec les différentes méthodes de stimulation, nous avons observé, pour un lot technologique donné, différents comportements entre les échantillons provenant du centre de la plaque et ceux provenant du bord. Pour mieux comprendre cette différence de comportement, nous pensons que des mesures réalisées sur un ensemble d'échantillons répartis le long du rayon de la plaque (du centre vers le bord) pourraient donner plus d'informations sur la répartition des défauts en fonction de la cartographie.

Enfin, les différentes méthodes d'analyse développées dans le dernier chapitre peuvent être utilisées directement pour le traitement des mesures de la résistance $R_{ds\text{-}ON}$ réalisées avec le banc expérimental avec écrêteur de tension présenté dans le deuxième chapitre. De plus, le traitement de ces mesures ainsi que la relaxation du courant sous l'effet des deux types de

stimulation pourraient aussi être réalisés avec somme d'exponentielles étirées qui présente un paramètre supplémentaire : l'exposant d'étirement β ($e^{-(t/\tau)^{\beta}}$, avec β compris entre 0 et 1).

Références

[1] G. Séguier, F. Labrique, and P. Delarue, *Électronique de puissance structures, commandes, applications*. Paris: Dunod, 2015.

[2] M. Al-Shemmary, "Power electronics is the technology to convert and control electric power from one form to another using electronic power Devices." 2012, Accessed: Apr. 29, 2019. [Online]. Available: http://www.uobabylon.edu.iq/eprints/paper_12_30171_6046.pdf.

[3] J. D. Irwin, *Academic Press Series in Engineering*. Acadamic Press, 2001.

[4] H. Rizk, "Conception et réalisation d'un interrupteur bidirectionnel silicium pour des applications secteur: le transistor BipAC," Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2017.

[5] S. Hamady, "New concepts for normally-off power Gallium Nitride (GaN) High Electron Mobility Transistor (HEMT)," Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2014.

[6] D. Othman, "Etude d'interrupteurs en carbure de silicium et potentiel d'utilisation dans des applications aéronautiques," Université PARIS-SACLAY, 2015.

[7] C. Potier, "Caractérisation et modélisation des pièges par des mesures de dispersion basse-fréquence dans les technologies HEMT InAIN/GaN pour l'amplification de puissance en gamme millimétrique," Université de Limoges, 2016.

[8] E. A. Alam, "Développement de briques technologiques pour la réalisation de transistors MOS de puissance en Nitrure de Gallium," Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2011.

[9] R. Juza and H. Hahn, "Über die Kristallstrukturen von Cu3N, GaN und InN Metallamide und Metallnitride," *Z. Für Anorg. Allg. Chem.*, vol. 239, no. 3, pp. 282–287, 1938, doi: 10.1002/zaac.19382390307.

[10] H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki, and Y. Toyoda, "Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 48, no. 5, pp. 353–355, Feb. 1986, doi: 10.1063/1.96549.

[11] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, and I. Akasaki, "P-Type Conduction in Mg-Doped GaN Treated with Low-Energy Electron Beam Irradiation (LEEBI)," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 28, no. 12A, p. L2112, Dec. 1989, doi: 10.1143/JJAP.28.L2112.

[12] M. A. Khan, J. M. Van Hove, J. N. Kuznia, and D. T. Olson, "High electron mobility GaN/AlxGa1−xN heterostructures grown by low-pressure metalorganic chemical vapor deposition," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, no. 21, pp. 2408–2410, May 1991, doi: 10.1063/1.104886.

[13] M. Asif Khan, J. N. Kuznia, A. R. Bhattarai, and D. T. Olson, "Metal semiconductor field effect transistor based on single crystal GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, no. 15, pp. 1786–1787, Apr. 1993, doi: 10.1063/1.109549.

[14] W. Chikhaoui, "Etude des mécanismes physiques responsables des dysfonctionnements des transistors HEMTs à base d'hétérostructures AlGaN/GaN et AlInN/GaN," INSA de Lyon, 2011.

[15] T. Yao and S.-K. Hong, Eds., *Oxide and Nitride Semiconductors: Processing, Properties, and Applications*. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2009.

[16] S. Fakhfakh, "Nouvelles méthodes de caractérisation et de modélisation non-linéaire électrothermique des effets de piège dans la technologie HEMT GaN pour l'étude de la stabilité pulse à pulse dans les applications radar," Université de Limoges, 2018.

[17] C. Wood and D. Jena, Eds., *Polarization Effects in Semiconductors: From Ab Initio Theory to Device Applications*. Springer US, 2008.

[18] O. Jardel, "Contribution à la modélisation des transistors pour l'amplification de puissance aux fréquences microondes : développement d'un nouveau modèle

électrothermique de HEMT AlGaN/GaN incluant les effets de pièges," Université de Limoges, 2008.
[19] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*. 2013.
[20] S. Bouzid-Driad, "Réalisation et caractérisation des transistors HEMTs GaN pour des applications dans le domaine millimétrique," Université de Lille, 2013.
[21] J.-B. Fonder, "Analyse des mécanismes de défaillance dans les transistors de puissance radiofréquences HEMT AlGaN/GaN," Université de Cergy Pontoise, 2012.
[22] H. Lakhdhar, "Reliability assessment of GaN HEMTs on Si substrate with ultra-short gate dedicated to power applications at frequency above 40 GHz," Université de Bordeaux, 2017.
[23] T.-S. Ko, D.-Y. Lin, C. F. Lin, C. W. Chang, J. C. Zhang, and S. J. Tu, "High-temperature carrier density and mobility enhancements in AlGaN/GaN HEMT using AlN spacer layer," *J. Cryst. Growth*, vol. 464, pp. 175–179, Apr. 2017, doi: 10.1016/j.jcrysgro.2016.12.023.
[24] M. Abdelmoumene, "Etude et simulation d`un transistor AlGaNGaN HEMT," Université Abou-Bakr Belkaïd-Tlemcen, 2012.
[25] A. Asgari, M. Kalafi, and L. Faraone, "The effects of GaN capping layer thickness on two-dimensional electron mobility in GaN/AlGaN/GaN heterostructures," *Phys. E Low-Dimens. Syst. Nanostructures*, vol. 25, no. 4, pp. 431–437, Jan. 2005, doi: 10.1016/j.physe.2004.07.002.
[26] T. D. H. Nguyen, "Réalisation et caractérisation de HEMTs AlGaN/GaN sur silicium pour applications à haute tension," Université Paris Sud - Paris XI, 2013.
[27] H. Schulz and K. H. Thiemann, "Crystal structure refinement of AlN and GaN," *Solid State Commun.*, vol. 23, pp. 815–819, Sep. 1977, doi: 10.1016/0038-1098(77)90959-0.
[28] R. Meunier, "Optimization of the elaboration of insulating layers for the gate structures and the passivation of MIS-HEMT transistors on GaN," phd, Université de Toulouse, Université Toulouse III - Paul Sabatier, 2016.
[29] F. Bernardini, V. Fiorentini, and D. Vanderbilt, "Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides," *Phys. Rev. B*, vol. 56, no. 16, pp. R10024–R10027, Oct. 1997, doi: 10.1103/PhysRevB.56.R10024.
[30] O. Ambacher *et al.*, "Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaN/GaN heterostructures," *J. Appl. Phys.*, vol. 87, no. 1, pp. 334–344, Dec. 1999, doi: 10.1063/1.371866.
[31] J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and U. K. Mishra, "Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGaN/GaN heterostructure field effect transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 2, pp. 250–252, Jul. 2000, doi: 10.1063/1.126940.
[32] B. Bakeroot *et al.*, "On the origin of the two-dimensional electron gas at AlGaN/GaN heterojunctions and its influence on recessed-gate metal-insulator-semiconductor high electron mobility transistors," *J. Appl. Phys.*, vol. 116, no. 13, p. 134506, Oct. 2014, doi: 10.1063/1.4896900.
[33] I. P. Smorchkova *et al.*, "Polarization-induced charge and electron mobility in AlGaN/GaN heterostructures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy," *J. Appl. Phys.*, vol. 86, pp. 4520–4526, Oct. 1999, doi: 10.1063/1.371396.
[34] P. Nakkala, "Pulsed I-V and RF characterization and modeling of AIGaN HEMTs and Graphene FETs," Université de Limoges, 2015.
[35] G. Meneghesso *et al.*, "Reliability issues of Gallium Nitride High Electron Mobility Transistors," *Int. J. Microw. Wirel. Technol.*, vol. 2, no. 1, pp. 39–50, Feb. 2010, doi: 10.1017/S1759078710000097.

[36] A. Benvegnu, “Trapping and Reliability investigations in GaN-based HEMTs,” Université de Limoges, 2017.
[37] M. Bouya, “Etude des mécanismes de défaillances et de transport dans les structures HEMTs AlGaN/GaN,” Université Bordeaux 1, 2010.
[38] C. Miccoli, V. C. Martino, S. Reina, and S. Rinaudo, “Trapping and Thermal Effects Analysis for AlGaN/GaN HEMTs by Means of TCAD Simulations,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 34, no. 9, pp. 1121–1123, Sep. 2013, doi: 10.1109/LED.2013.2274326.
[39] F.-C. Chiu, “A Review on Conduction Mechanisms in Dielectric Films,” *Adv. Mater. Sci. Eng.*, 2014, doi: 10.1155/2014/578168.
[40] A. M. Ozbek, “Measurement of Impact Ionization Coefficients in Gallium Nitride,” North Carolina State University, 2011.
[41] T. Palacios and U. K. Mishra, “AlGaN/GaN High Electron Mobility Transistors,” in *Nitride Semiconductor Devices: Principles and Simulation*, John Wiley & Sons, Ltd, 2007, pp. 211–233.
[42] F. Fornetti, “Characterisation and Performance Optimisation of GaN HEMTs and Amplifiers for Radar Applications,” University of Bristol, 2010.
[43] R. Vetury, N. Q. Zhang, S. Keller, and U. K. Mishra, “The impact of surface states on the DC and RF characteristics of AlGaN/GaN HFETs,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 48, no. 3, pp. 560–566, Mar. 2001, doi: 10.1109/16.906451.
[44] A. H. Jarndal, “Large-Signal Modeling of GaN Device for High Power Amplifier Design,” University of Kassel, 2007.
[45] Y. Okamoto *et al.*, “Improved power performance for a recessed-gate AlGaN-GaN heterojunction FET with a field-modulating plate,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 52, pp. 2536–2540, 2004, doi: 10.1109/tmtt.2004.837159.
[46] S. Karmalkar and U. K. Mishra, “Enhancement of breakdown voltage in AlGaN/GaN high electron mobility transistors using a field plate,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 48, pp. 1515–1521, Aug. 2001, doi: 10.1109/16.936500.
[47] J. S. Moon *et al.*, “Gate-recessed AlGaN-GaN HEMTs for high-performance millimeter-wave applications,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 26, pp. 348–350, 2005, doi: 10.1109/led.2005.848107.
[48] D. Mistele, O. Katz, A. Horn, G. Bahir, and J. Salzman, “Engineering and impact of surface states on AlGaN/GaN-based hetero field effect transistors,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 20, no. 9, pp. 972–978, Aug. 2005, doi: 10.1088/0268-1242/20/9/015.
[49] G. Meneghesso *et al.*, “Surface-related drain current dispersion effects in AlGaN-GaN HEMTs,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 51, no. 10, pp. 1554–1561, Oct. 2004, doi: 10.1109/TED.2004.835025.
[50] S. A. Albahrani, J. G. Rathmell, and A. E. Parker, “Characterizing drain current dispersion in GaN HEMTs with a new trap model,” in *2009 European Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC)*, Sep. 2009, pp. 339–342.
[51] H. Huang, Y. C. Liang, G. S. Samudra, T.-F. Chang, and C.-F. Huang, “Effects of Gate Field Plates on the Surface State Related Current Collapse in AlGaN/GaN HEMTs,” *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 29, pp. 2164–2173, 2014, doi: 10.1109/tpel.2013.2288644.
[52] A. Brannick, N. Zakhleniuk, B. K. Ridley, J. Shealy, W. J. Schaff, and L. Eastman, “Influence of Field Plate on the Transient Operation of the AlGaN/GaN HEMT,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 30, pp. 436–438, 2009, doi: 10.1109/led.2009.2016680.
[53] A. Wang, “Thermal, stress, and traps effects in AlGaN/GaN HEMTs,” phd, E.T.S.I. Telecomunicación (UPM), 2014.
[54] I. Nifa, “Caractérisation et modélisation du gaz 2D des dispositifs MIS-HEMTs sur GaN,” Université Grenoble Alpes, 2018.

[55] S. C. Binari *et al.*, “Trapping effects and microwave power performance in AlGaN/GaN HEMTs,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 48, no. 3, pp. 465–471, Mar. 2001, doi: 10.1109/16.906437.

[56] P. B. Klein and S. C. Binari, “Photoionization Spectroscopy of Deep Defects Responsible for Current Collapse in Nitride-Based Field Effect Transistors,” *J. Phys. Condens. MATTER*, pp. 1641–1667, 2003, doi: 10.1088/0953-8984/15/44/R01.

[57] T. Palacios, A. Chakraborty, S. Heikman, S. Keller, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, “AlGaN/GaN high electron mobility transistors with InGaN back-barriers,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 27, no. 1, pp. 13–15, Jan. 2006, doi: 10.1109/LED.2005.860882.

[58] M. A. Khan, M. S. Shur, Q. C. Chen, and J. N. Kuznia, “Current/voltage characteristic collapse in AlGaN/GaN heterostructure insulated gate field effect transistors at high drain bias,” *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 25, pp. 2175–2176, Dec. 1994, doi: 10.1049/el:19941461.

[59] H. Zhang, E. J. Miller, and E. T. Yu, “Analysis of leakage current mechanisms in Schottky contacts to GaN and Al0.25Ga0.75N⁄GaN grown by molecular-beam epitaxy,” *J. Appl. Phys.*, vol. 99, no. 2, p. 023703, Jan. 2006, doi: 10.1063/1.2159547.

[60] E. Arslan, S. Bütün, and E. Ozbay, “Leakage current by Frenkel–Poole emission in Ni/Au Schottky contacts on Al0.83In0.17N/AlN/GaN heterostructures,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, no. 14, p. 142106, Apr. 2009, doi: 10.1063/1.3115805.

[61] G. K. Wachutka, “Rigorous thermodynamic treatment of heat generation and conduction in semiconductor device modeling,” *IEEE Trans. Comput.-Aided Des. Integr. Circuits Syst.*, vol. 9, no. 11, pp. 1141–1149, Nov. 1990, doi: 10.1109/43.62751.

[62] R. Menozzi *et al.*, “Temperature-Dependent Characterization of AlGaN/GaN HEMTs: Thermal and Source/Drain Resistances,” *IEEE Trans. Device Mater. Reliab.*, vol. 8, no. 2, pp. 255–264, Jun. 2008, doi: 10.1109/TDMR.2008.918960.

[63] Y. C. Chou *et al.*, “Degradation of AlGaN/GaN HEMTs under elevated temperature lifetesting,” *Microelectron. Reliab.*, vol. 44, no. 7, pp. 1033–1038, Jul. 2004, doi: 10.1016/j.microrel.2004.03.008.

[64] P. Valizadeh and D. Pavlidis, “Investigation of the impact of Al mole-fraction on the consequences of RF stress on Al/sub x/Ga/sub 1-x/N/GaN MODFETs,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 52, pp. 1933–1939, 2005, doi: 10.1109/TED.2005.852543.

[65] Y. Inoue *et al.*, “Degradation-Mode Analysis for Highly Reliable GaN-HEMT,” in *2007 IEEE/MTT-S International Microwave Symposium*, Jun. 2007, pp. 639–642, doi: 10.1109/MWSYM.2007.379982.

[66] G. Koley, V. Tilak, L. F. Eastman, and M. G. Spencer, “Slow transients observed in AlGaN HFETs: Effects of SiN/sub x/ passivation and UV illumination,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 50, no. 4, pp. 886–893, Apr. 2003, doi: 10.1109/TED.2003.812489.

[67] H. Kim *et al.*, “Reliability Evaluation of High Power AlGaN/GaN HEMTs on SiC Substrate,” *Phys. Status Solidi A*, vol. 188, no. 1, pp. 203–206, 2001, doi: 10.1002/1521-396X(200111)188:1<203::AID-PSSA203>3.0.CO;2-C.

[68] A. Stocco, “Reliability and failure mechanisms of GaN HEMT devices suitable for high-frequency and high-power applications,” University of Padova, 2012.

[69] M. Meneghini *et al.*, “Normally-off GaN-HEMTs with p-type gate: Off-state degradation, forward gate stress and ESD failure,” *Microelectron. Reliab.*, vol. 58, pp. 177–184, Mar. 2016, doi: 10.1016/j.microrel.2015.11.026.

[70] M. Meneghini *et al.*, “OFF-State Degradation of AlGaN/GaN Power HEMTs: Experimental Demonstration of Time-Dependent Drain-Source Breakdown,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 61, no. 6, pp. 1987–1992, Jun. 2014, doi: 10.1109/TED.2014.2318671.

[71] M. Meneghini *et al.*, “Reliability and failure analysis in power GaN-HEMTs: An overview,” in *2017 IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, Apr. 2017, pp. 3B-2.1-3B–2.8, doi: 10.1109/IRPS.2017.7936282.

[72] S. Demirtas, J. Joh, and J. A. del Alamo, “High voltage degradation of GaN High Electron Mobility Transistors on silicon substrate,” *Microelectron. Reliab.*, vol. 50, no. 6, pp. 758–762, Jun. 2010, doi: 10.1016/j.microrel.2010.02.016.

[73] I. Rossetto *et al.*, “Field-Related Failure of GaN-on-Si HEMTs: Dependence on Device Geometry and Passivation,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 64, no. 1, pp. 73–77, Jan. 2017, doi: 10.1109/TED.2016.2623774.

[74] M. Meneghini *et al.*, “Extensive Investigation of Time-Dependent Breakdown of GaN-HEMTs Submitted to OFF-State Stress,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 62, no. 8, pp. 2549–2554, Aug. 2015, doi: 10.1109/TED.2015.2446032.

[75] W. A. Sasangka, G. J. Syaranamual, Y. Gao, R. I Made, C. L. Gan, and C. V. Thompson, “Improved reliability of AlGaN/GaN-on-Si high electron mobility transistors (HEMTs) with high density silicon nitride passivation,” *Microelectron. Reliab.*, vol. 76–77, pp. 287–291, Sep. 2017, doi: 10.1016/j.microrel.2017.06.057.

[76] S. Demirtas and J. A. del Alamo, “Effect of trapping on the critical voltage for degradation in GaN high electron mobility transistors,” in *IEEE International Reliability Physics Symposium*, May 2010, pp. 134–138, doi: 10.1109/IRPS.2010.5488838.

[77] K. H. Ploog and O. Brandt, “Doping of group III nitrides,” *J. Vac. Sci. Technol. A*, vol. 16, no. 3, pp. 1609–1614, May 1998, doi: 10.1116/1.581128.

[78] N. Baron, “Optimisation de l’épitaxie sous jets moléculaires d’hétérostructures à base de GaN : application aux transistors à haute mobilité d’électrons sur substrat silicium,” Université de Nice-Sophia Antipolis, 2009.

[79] M. R. Ramdani, M. Chmielowska, Y. Cordier, S. Chenot, and F. Semond, “Effect of carbon doping on crystal quality, electrical isolation and electron trapping in GaN based structures grown silicon substrates,” *Solid-State Electron.*, vol. 75, pp. 86–92, Sep. 2012, doi: 10.1016/j.sse.2012.04.034.

[80] F. Brunner *et al.*, “Comparative study of buffer designs for high breakdown voltage AlGaNGaN HFETs,” *Phys. Status Solidi C*, vol. 8, no. 7–8, pp. 2427–2429, 2011, doi: 10.1002/pssc.201001155.

[81] G. Parish, S. Keller, S. P. Denbaars, and U. K. Mishra, “SIMS investigations into the effect of growth conditions on residual impurity and silicon incorporation in GaN and AlxGa1−xN,” *J. Electron. Mater.*, vol. 29, no. 1, pp. 15–20, Jan. 2000, doi: 10.1007/s11664-000-0087-3.

[82] D. D. Koleske, A. E. Wickenden, R. L. Henry, and M. E. Twigg, “Influence of MOVPE growth conditions on carbon and silicon concentrations in GaN,” *J. Cryst. Growth*, vol. 242, no. 1, pp. 55–69, Jul. 2002, doi: 10.1016/S0022-0248(02)01348-9.

[83] A. E. Wickenden, D. D. Koleske, R. L. Henry, M. E. Twigg, and M. Fatemi, “Resistivity control in unintentionally doped GaN films grown by MOCVD,” *J. Cryst. Growth*, vol. 260, no. 1, pp. 54–62, Jan. 2004, doi: 10.1016/j.jcrysgro.2003.08.024.

[84] J.-T. Chen, U. Forsberg, and E. Janzén, “Impact of residual carbon on two-dimensional electron gas properties in AlxGa1−xN/GaN heterostructure,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, no. 19, p. 193506, May 2013, doi: 10.1063/1.4804600.

[85] P. Gamarra, C. Lacam, M. Tordjman, J. Splettstösser, B. Schauwecker, and M.-A. di Forte-Poisson, “Optimisation of a carbon doped buffer layer for AlGaN/GaN HEMT devices,” *J. Cryst. Growth*, vol. 414, pp. 232–236, Mar. 2015, doi: 10.1016/j.jcrysgro.2014.10.025.

[86] H. Yacoub *et al.*, “Effect of Different Carbon Doping Techniques on the Dynamic Properties of GaN-on-Si Buffers,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 64, no. 3, pp. 991–997, Mar. 2017, doi: 10.1109/TED.2017.2647841.

[87] C. Poblenz, P. Waltereit, S. Rajan, S. Heikman, U. K. Mishra, and J. S. Speck, “Effect of carbon doping on buffer leakage in AlGaN/GaN high electron mobility transistors,” *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanometer Struct. Process. Meas. Phenom.*, vol. 22, no. 3, pp. 1145–1149, May 2004, doi: 10.1116/1.1752907.

[88] W. Z. Wang *et al.*, “Effect of Carbon Doping and Crystalline Quality on the Vertical Breakdown Characteristics of GaN Layers Grown on 200-mm Silicon Substrates,” *J. Electron. Mater.*, vol. 44, no. 10, pp. 3272–3276, Oct. 2015, doi: 10.1007/s11664-015-3832-3.

[89] D.-S. Kim *et al.*, “Growth and characterization of semi-insulating carbon-doped/undoped GaN multiple-layer buffer,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 30, no. 3, p. 035010, Jan. 2015, doi: 10.1088/0268-1242/30/3/035010.

[90] E. Bahat-Treidel, F. Brunner, O. Hilt, E. Cho, J. Wurfl, and G. Trankle, “AlGaN/GaN/GaN:C Back-Barrier HFETs With Breakdown Voltage of Over 1 kV and Low RON × A,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 57, no. 11, pp. 3050–3058, Nov. 2010, doi: 10.1109/TED.2010.2069566.

[91] A. Armstrong, A. R. Arehart, D. Green, U. K. Mishra, J. S. Speck, and S. A. Ringel, “Impact of deep levels on the electrical conductivity and luminescence of gallium nitride codoped with carbon and silicon,” *J. Appl. Phys.*, vol. 98, no. 5, p. 053704, Sep. 2005, doi: 10.1063/1.2005379.

[92] A. F. Wright, “Substitutional and interstitial carbon in wurtzite GaN,” *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no. 5, pp. 2575–2585, Aug. 2002, doi: 10.1063/1.1498879.

[93] A. Armstrong *et al.*, “Impact of carbon on trap states in n-type GaN grown by metalorganic chemical vapor deposition,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, no. 3, pp. 374–376, Jan. 2004, doi: 10.1063/1.1643540.

[94] U. Honda, Y. Yamada, Y. Tokuda, and K. Shiojima, “Deep levels in n-GaN Doped with Carbon Studied by Deep Level and Minority Carrier Transient Spectroscopies,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 51, no. 4S, p. 04DF04, Apr. 2012, doi: 10.1143/JJAP.51.04DF04.

[95] J. L. Lyons, A. Janotti, and C. G. Van de Walle, “Carbon impurities and the yellow luminescence in GaN,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 15, p. 152108, Oct. 2010, doi: 10.1063/1.3492841.

[96] I. Rossetto *et al.*, “Influence of different carbon doping on the performance and reliability of InAlN/GaN HEMTs,” *Microelectron. Reliab.*, vol. 54, no. 9, pp. 2248–2252, Sep. 2014, doi: 10.1016/j.microrel.2014.07.092.

[97] M. Huber *et al.*, “Impact of residual carbon impurities and gallium vacancies on trapping effects in AlGaN/GaN metal insulator semiconductor high electron mobility transistors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 107, no. 3, p. 032106, Jul. 2015, doi: 10.1063/1.4927405.

[98] G. Meneghesso *et al.*, “GaN-Based Power HEMTs: Parasitic, Reliability and High Field Issues,” *ECS Trans.*, vol. 58, no. 4, pp. 187–198, Aug. 2013, doi: 10.1149/05804.0187ecst.

[99] D. Bisi *et al.*, “Effects of buffer compensation strategies on the electrical performance and RF reliability of AlGaN/GaN HEMTs,” *Microelectron. Reliab.*, vol. 55, no. 9, pp. 1662–1666, Aug. 2015, doi: 10.1016/j.microrel.2015.06.038.

[100] M. J. Uren *et al.*, “Intentionally Carbon-Doped AlGaN/GaN HEMTs: Necessity for Vertical Leakage Paths,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 35, no. 3, pp. 327–329, Mar. 2014, doi: 10.1109/LED.2013.2297626.

[101] W. Bi, H. Kuo, P. Ku, and B. Shen, *Handbook of GaN Semiconductor Materials and Devices*. CRC Press, 2017.

[102] D. Bisi *et al.*, “Trapping mechanisms in GaN-based MIS-HEMTs grown on silicon substrate: Trapping mechanisms in GaN-based MIS-HEMTs,” *Phys. Status Solidi A*, vol. 212, no. 5, pp. 1122–1129, May 2015, doi: 10.1002/pssa.201431744.

[103] M. Meneghini, G. Meneghesso, and E. Zanoni, *Power GaN Devices: Materials, Applications and Reliability*. Springer, 2016.

[104] P. Moens *et al.*, “On the impact of carbon-doping on the dynamic Ron and off-state leakage current of 650V GaN power devices,” in *2015 IEEE 27th International Symposium on Power Semiconductor Devices IC’s (ISPSD)*, May 2015, pp. 37–40, doi: 10.1109/ISPSD.2015.7123383.

[105] S. Stoffels *et al.*, “The physical mechanism of dispersion caused by AlGaN/GaN buffers on Si and optimization for low dispersion,” in *Electron Devices Meeting (IEDM), 2015 IEEE International*, 2015, pp. 35–4, Accessed: Mar. 10, 2017. [Online]. Available: http://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/7409833/.

[106] S. Kaneko *et al.*, “Current-collapse-free operations up to 850 V by GaN-GIT utilizing hole injection from drain,” in *2015 IEEE 27th International Symposium on Power Semiconductor Devices IC’s (ISPSD)*, May 2015, pp. 41–44, doi: 10.1109/ISPSD.2015.7123384.

[107] K. Tanaka, H. Umeda, H. Ishida, M. Ishida, and T. Ueda, “Effects of hole traps on the temperature dependence of current collapse in a normally-OFF gate-injection transistor,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 55, no. 5, p. 054101, Apr. 2016, doi: 10.7567/JJAP.55.054101.

[108] K. Tanaka *et al.*, “Suppression of current collapse by hole injection from drain in a normally-off GaN-based hybrid-drain-embedded gate injection transistor,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 107, no. 16, p. 163502, Oct. 2015, doi: 10.1063/1.4934184.

[109] R. Vetury, *Polarization Induced 2DEG in AlGaN/GaN HEMTs: On the Origin, DC and Transient Characterization*. University of California, Santa Barbara, 2000.

[110] P. Nakkala *et al.*, “Pulsed characterisation of trapping dynamics in AlGaN/GaN HEMTs,” *Electron. Lett.*, vol. 49, no. 22, pp. 1406–1407, Oct. 2013, doi: 10.1049/el.2013.2304.

[111] D. V. Lang, “Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors,” *J. Appl. Phys.*, vol. 45, no. 7, pp. 3023–3032, Jul. 1974, doi: 10.1063/1.1663719.

[112] A. R. Peaker, V. P. Markevich, and J. Coutinho, “Tutorial: Junction spectroscopy techniques and deep-level defects in semiconductors,” *J. Appl. Phys.*, vol. 123, no. 16, p. 161559, Jan. 2018, doi: 10.1063/1.5011327.

[113] D. J. Morrison, K. P. Hilton, M. J. Uren, N. G. Wright, C. M. Johnson, and A. G. O’Neill, “Anomalous forward I–V characteristics of Ti/Au SiC Schottky barrier diodes,” *Mater. Sci. Eng. B*, vol. 61–62, pp. 345–348, Jul. 1999, doi: 10.1016/S0921-5107(98)00531-5.

[114] A. Chantre, G. Vincent, and D. Bois, “Deep-level optical spectroscopy in GaAs,” *Phys. Rev. B*, vol. 23, no. 10, pp. 5335–5359, May 1981, doi: 10.1103/PhysRevB.23.5335.

[115] A. Alkauskas, M. D. McCluskey, and C. G. Van de Walle, “Tutorial: Defects in semiconductors—Combining experiment and theory,” *J. Appl. Phys.*, vol. 119, no. 18, p. 181101, May 2016, doi: 10.1063/1.4948245.

[116] X.-Y. Zhou, Z.-H. Feng, Y.-G. Wang, G.-D. Gu, X.-B. Song, and S.-J. Cai, “Transient simulation and analysis of current collapse due to trapping effects in AlGaN/GaN high-electron-mobility transistor,” *Chin. Phys. B*, vol. 24, no. 4, p. 048503, Mar. 2015, doi: 10.1088/1674-1056/24/4/048503.

[117] W.-C. Liao, C.-H. Chen, C.-W. Hsu, Y.-M. Hsin, and J.-I. Chyi, “Analysis of Threshold Voltage Shift in AlGaN/GaN Heterostructure Field-Effect Transistors with Different Buffer Layers,” *J. Electrochem. Soc.*, vol. 162, no. 8, pp. H522–H526, Jan. 2015, doi: 10.1149/2.0471508jes.

[118] J. Joh, J. A. del Alamo, and J. Jimenez, “A Simple Current Collapse Measurement Technique for GaN High-Electron Mobility Transistors,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 29, no. 7, pp. 665–667, Jul. 2008, doi: 10.1109/LED.2008.2000919.

[119] W. Saito *et al.*, “Suppression of Dynamic On-Resistance Increase and Gate Charge Measurements in High-Voltage GaN-HEMTs With Optimized Field-Plate Structure,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 54, no. 8, pp. 1825–1830, 2007, doi: 10.1109/TED.2007.901150.

[120] R. Chu *et al.*, “1200-V Normally Off GaN-on-Si Field-Effect Transistors With Low Dynamic on -Resistance,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 32, no. 5, pp. 632–634, May 2011, doi: 10.1109/LED.2011.2118190.

[121] J. Everts *et al.*, “A hard switching VIENNA boost converter for characterization of AlGaN/GaN/AlGaN power DHFETs,” 2010.

[122] Y. Wu, M. Jacob-Mitos, M. L. Moore, and S. Heikman, “A 97.8% Efficient GaN HEMT Boost Converter With 300-W Output Power at 1 MHz,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 29, no. 8, pp. 824–826, Aug. 2008, doi: 10.1109/LED.2008.2000921.

[123] E. Marcault, D. Trémouilles, K. Isoird, G. Toulon, F. Morancho, and M. Gavelle, “Mesure de résistance dynamique de HEMT en GaN à l’échelle de la centaine de nanosecondes,” in *Symposium de Genie Electrique*, Grenoble, France, Jun. 2016, Accessed: Aug. 08, 2019. [Online]. Available: https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01361669.

[124] E. Marcault, D. Trémouilles, K. Isoird, F. Morancho, and M. Gavelle, “Dynamic of power-GaN-HEMT electrical parameters: Why DC characterization might be misleading,” in *18th European Conference on Power Electronics and Applications (EPE’2016)*, Karlsruhe, Germany, Sep. 2016, doi: 10.1109/EPE.2016.7695492.

[125] B. Lu, T. Palacios, D. Risbud, S. Bahl, and D. I. Anderson, “Extraction of Dynamic On-Resistance in GaN Transistors: Under Soft- and Hard-Switching Conditions,” in *2011 IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium (CSICS)*, 2011, pp. 1–4, doi: 10.1109/CSICS.2011.6062461.

[126] E. Marcault and D. Trémouilles, “Dispositif de caracterisation d’un commutateur de puissance,” EP3144687A1, Mar. 22, 2017.

[127] M. Marso, M. Wolter, P. Javorka, and P. Kordosˇ, “Investigation of buffer traps in an AlGaN/GaN/Si high electron mobility transistor by backgating current deep level transient spectroscopy,” p. 3.

[128] A. Chini *et al.*, “Experimental and Numerical Analysis of Hole Emission Process From Carbon-Related Traps in GaN Buffer Layers,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 63, no. 9, pp. 3473–3478, Sep. 2016, doi: 10.1109/TED.2016.2593791.

[129] M. J. Uren *et al.*, “Back Bias Effects in AlGaN/GaN HFETs,” *Phys. Status Solidi A*, vol. 188, no. 1, pp. 195–198, 2001, doi: 10.1002/1521-396X(200111)188:1<195::AID-PSSA195>3.0.CO;2-9.

[130] C. Zhou, Q. Jiang, S. Huang, and K. J. Chen, “Vertical leakage/breakdown mechanisms in AlGaN/GaN-on-Si structures,” in *2012 24th International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs*, Jun. 2012, pp. 245–248, doi: 10.1109/ISPSD.2012.6229069.

[131] M. Shur, B. Gelmont, and M. Asif Khan, “Electron mobility in two-dimensional electron gas in AIGaN/GaN heterostructures and in bulk GaN,” *J. Electron. Mater.*, vol. 25, no. 5, pp. 777–785, May 1996, doi: 10.1007/BF02666636.

[132] T. Mizutani, Y. Ohno, M. Akita, S. Kishimoto, and K. Maezawa, “A study on current collapse in AlGaN/GaN HEMTs induced by bias stress,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 50, no. 10, pp. 2015–2020, Oct. 2003, doi: 10.1109/TED.2003.816549.

[133] A. D. Koehler *et al.*, “Extraction of AlGaN/GaN HEMT Gauge Factor in the Presence of Traps,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 31, no. 7, pp. 665–667, Jul. 2010, doi: 10.1109/LED.2010.2048195.

[134] M. Martens *et al.*, “High gain ultraviolet photodetectors based on AlGaN/GaN heterostructures for optical switching,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, no. 21, p. 211114, May 2011, doi: 10.1063/1.3595303.

[135] Y. Huang *et al.*, “Photocurrent characteristics of two-dimensional-electron-gas-based AlGaN/GaN metal-semiconductor-metal photodetectors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, no. 24, p. 243503, Jun. 2010, doi: 10.1063/1.3453871.

[136] S. J. Chang *et al.*, “Nitride-based 2DEG photodetectors with a large AC responsivity,” *Solid-State Electron.*, vol. 47, no. 11, pp. 2023–2026, Nov. 2003, doi: 10.1016/S0038-1101(03)00246-6.

[137] Y.-C. Chang, “Effects of illumination on the excess carrier dynamics and variations of the surface states in an AlGaN/GaN heterostructure,” *J. Appl. Phys.*, vol. 107, no. 3, p. 033706, Feb. 2010, doi: 10.1063/1.3295916.

[138] M. T. Hirsch, J. A. Wolk, W. Walukiewicz, and E. E. Haller, “Persistent photoconductivity in n-type GaN,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 8, pp. 1098–1100, Aug. 1997, doi: 10.1063/1.119738.

[139] G. Koley, H.-Y. Cha, J. Hwang, W. J. Schaff, L. F. Eastman, and M. G. Spencer, “Perturbation of charges in AlGaN/GaN heterostructures by ultraviolet laser illumination,” *J. Appl. Phys.*, vol. 96, no. 8, pp. 4253–4262, Oct. 2004, doi: 10.1063/1.1794892.

[140] Z. H. Zaidi and P. A. Houston, “Highly Sensitive UV Detection Mechanism in AlGaN/GaN HEMTs,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, no. 9, pp. 2776–2781, Sep. 2013, doi: 10.1109/TED.2013.2273618.

[141] J. Z. Li, J. Y. Lin, H. X. Jiang, M. Asif Khan, and Q. Chen, “Persistent photoconductivity in a two-dimensional electron gas system formed by an AlGaN/GaN heterostructure,” *J. Appl. Phys.*, vol. 82, no. 3, pp. 1227–1230, Aug. 1997, doi: 10.1063/1.365893.

[142] A. P. D. Goetzberger and R. M. Scarlett, “Research and investigation of inverse epitaxial UHF power transistors,” 1964.

[143] J. Šik, J. Hora, and J. Humlíček, “Optical functions of silicon at high temperatures,” *J. Appl. Phys.*, vol. 84, no. 11, pp. 6291–6298, Nov. 1998, doi: 10.1063/1.368951.

[144] K. Luke, Y. Okawachi, M. R. E. Lamont, A. L. Gaeta, and M. Lipson, “Broadband mid-infrared frequency comb generation in a Si_3N_4 microresonator,” *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 21, pp. 4823–4826, Nov. 2015, doi: 10.1364/OL.40.004823.

[145] J. Pastrňák and L. Roskovcová, “Refraction Index Measurements on AlN Single Crystals,” *Phys. Status Solidi B*, vol. 14, no. 1, pp. K5–K8, 1966, doi: 10.1002/pssb.19660140127.

[146] A. S. Barker and M. Ilegems, “Infrared Lattice Vibrations and Free-Electron Dispersion in GaN,” *Phys. Rev. B*, vol. 7, pp. 743–750, Jan. 1973, doi: 10.1103/PhysRevB.7.743.

[147] A. A. Istratov and O. F. Vyvenko, “Exponential analysis in physical phenomena,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 70, no. 2, pp. 1233–1257, Feb. 1999, doi: 10.1063/1.1149581.

[148] M. Meneghini, A. Tajalli, P. Moens, A. Banerjee, E. Zanoni, and G. Meneghesso, “Trapping phenomena and degradation mechanisms in GaN-based power HEMTs,” *Mater. Sci. Semicond. Process.*, vol. 78, pp. 118–126, May 2018, doi: 10.1016/j.mssp.2017.10.009.

[149] A. Y. Polyakov and I.-H. Lee, “Deep traps in GaN-based structures as affecting the performance of GaN devices,” *Mater. Sci. Eng. R Rep.*, vol. 94, pp. 1–56, Aug. 2015, doi: 10.1016/j.mser.2015.05.001.

[150] A. Y. Polyakov, N. B. Smirnov, I.-H. Lee, and S. J. Pearton, “Deep level transient spectroscopy in III-Nitrides: Decreasing the effects of series resistance,” *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 33, no. 6, p. 061203, Sep. 2015, doi: 10.1116/1.4932013.

[151] A. Sasikumar *et al.*, “Direct comparison of traps in InAlN/GaN and AlGaN/GaN high electron mobility transistors using constant drain current deep level transient spectroscopy,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, no. 3, p. 033509, Jul. 2013, doi: 10.1063/1.4813862.

[152] O. Mitrofanov and M. Manfra, “Mechanisms of gate lag in GaN/AlGaN/GaN high electron mobility transistors,” *Superlattices Microstruct.*, vol. 34, no. 1, pp. 33–53, Jul. 2003, doi: 10.1016/j.spmi.2003.12.002.

[153] A. Y. Polyakov *et al.*, “Current relaxation analysis in AlGaN/GaN high electron mobility transistors,” *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 35, no. 1, p. 011207, Jan. 2017, doi: 10.1116/1.4973973.

[154] G. Kompa, *Basic Properties of III-V Devices (Publication of kassel university press)*. Kassel university press, 2014.

[155] A. V. Knyazev, Q. Gao, and K. H. Teo, “Multi-exponential Lifetime Extraction in Time-Logarithmic Scale,” in *Advances in Data Mining. Applications and Theoretical Aspects*, Cham, 2016, pp. 282–296, doi: 10.1007/978-3-319-41561-1_21.

[156] J. Hadamard, “Sur les problemes aux derivees partielles et leur signification physique,” pp. 49–52, Jan. 1902.

[157] A. Ranganathan, “The Levenberg-Marquardt Algorithm,” p. 5.

[158] K. Levenberg, “A method for the solution of certain non-linear problems in least squares,” *Q. Appl. Math.*, vol. 2, no. 2, pp. 164–168, Jul. 1944, doi: 10.1090/qam/10666.

[159] D. W. Marquardt, “An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters,” *J. Soc. Ind. Appl. Math.*, vol. 11, no. 2, pp. 431–441, Jun. 1963, doi: 10.1137/0111030.

[160] J. Nocedal and S. Wright, *Numerical Optimization*, 2nd ed. New York: Springer-Verlag, 2006.

[161] M. Tapajna, R. J. T. Simms, Y. Pei, U. K. Mishra, and M. Kuball, “Integrated Optical and Electrical Analysis: Identifying Location and Properties of Traps in AlGaN/GaN HEMTs During Electrical Stress,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 31, no. 7, pp. 662–664, Jul. 2010, doi: 10.1109/LED.2010.2047092.

[162] A. N. Tikhonov, “Solution of Incorrectly Formulated Problems and the Regularization Method,” *Sov. Math Dokl*, vol. 5, p. 1035/1038, 1963.

[163] A. N. Tikhonov and V. Y. Arsenin, *Solutions of ill-posed problems*. Washington D.C.; New York: V.H. Winston ; J. Wiley, 1977.

[164] S. W. Provencher, “CONTIN: A general purpose constrained regularization program for inverting noisy linear algebraic and integral equations,” *Comput. Phys. Commun.*, vol. 27, no. 3, pp. 229–242, Sep. 1982, doi: 10.1016/0010-4655(82)90174-6.

[165] J. Morimoto, M. Fudamoto, S. Tashiro, M. Arai, T. Miyakawa, and R. H. Bube, “Spectral Analysis of Deep Level Transient Spectroscopy (SADLTS) of Deep Centers in CdTe Single Crystals,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 27, no. 12R, p. 2256, Dec. 1988, doi: 10.1143/JJAP.27.2256.

[166] M. Fudamoto, K. Tahira, J. Morimoto, and T. Miyakawa, “Spectral analysis of deep level transient spectroscopy (SADLTS) of DX-centers in AlxGa1-xAs:Sn,” *Spectr. Anal. Deep Level Transient Spectrosc. SADLTS DX-Cent. AlxGa1-XAsSn*, vol. 27, no. 5, pp. 738–745, 1988.

[167] L. Dobaczewski, P. Kaczor, M. Missous, A. R. Peaker, and Z. R. Zytkiewicz, “Structure of the DX state formed by donors in (Al,Ga)As and Ga(As,P),” *J. Appl. Phys.*, vol. 78, no. 4, pp. 2468–2477, Aug. 1995, doi: 10.1063/1.360100.

[168] D. Batovski and C. Hardalov, “Two-dimensional approach for solving the inverse problem for deep level transient spectroscopy,” *J. Appl. Phys.*, vol. 78, no. 3, pp. 1808–1811, Aug. 1995, doi: 10.1063/1.360213.

[169] R. Royall, *Statistical Evidence: A Likelihood Paradigm (Chapman & Hall/CRC Monographs on Statistics & Applied Probability)*. .

[170] J. VanderPlas, “Frequentism and Bayesianism: A Python-driven Primer,” *ArXiv14115018 Astro-Ph*, Nov. 2014, Accessed: Jan. 20, 2020. [Online]. Available: http://arxiv.org/abs/1411.5018.

[171] “Performing Fits and Analyzing Outputs — Non-Linear Least-Squares Minimization and Curve-Fitting for Python.” https://lmfit.github.io/lmfit-py/fitting.html#minimizer-emcee-calculating-the-posterior-probability-distribution-of-parameters (accessed Jan. 27, 2020).

[172] D. Bisi *et al.*, “Deep-Level Characterization in GaN HEMTs-Part I: Advantages and Limitations of Drain Current Transient Measurements,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, no. 10, pp. 3166–3175, Oct. 2013, doi: 10.1109/TED.2013.2279021.

[173] P. Stallinga and H. L. Gomes, “Explanation of the Meyer-Neldel rule,” p. 5.

[174] E. J. Meijer, M. Matters, P. T. Herwig, D. M. de Leeuw, and T. M. Klapwijk, “The Meyer–Neldel rule in organic thin-film transistors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 76, no. 23, pp. 3433–3435, May 2000, doi: 10.1063/1.126669.

[175] F. Abdel-Wahab and A. Yelon, “Meyer-Neldel rule and Poole-Frenkel effect in chalcogenide glasses,” *J. Appl. Phys.*, vol. 114, no. 2, p. 023707, Jul. 2013, doi: 10.1063/1.4813128.

Title : Physical-experimental methods and analysis of dynamic On-state resistance mechanisms in GaN Power HEMT devices.

***Abstract* :**

To control the flow of electrical energy from source to load, power electronics is one of the key elements for the management of this energy. Managing and converting electrical energy requires efficient power converters, based on switches exhibiting high switching and conduction performance, at high power and high frequency. Although silicon-based devices have dominated power electronics for long time, the physical properties of this material limit the performance of these devices in terms of maximum operating temperature, breakdown voltage, dynamic On-state resistance and switching speed. The search for promising materials exhibiting superior performance compared to silicon is therefore contemplated. Gallium nitride (GaN) is one of the materials that, thanks to its physical properties, meet the manufacturing requirements of power converters. Furthermore, the AlGaN/GaN heterostructure high electronic mobility transistor (HEMT) is one a power device that contributes to the innovation in power conversion technologies. However, many reliability issues affect the electrical performance of these devices and require efforts of analysis and understanding. The contributions of this work fit precisely in this topic. The characterization of the dynamic On-state resistance of GaN HEMT transistors, which is a critical problem, is necessary to understand the dynamics of certain phenomena such as trapping. In this work, we focus on characterizing the effects of trapping induced by defects that may exist in the different layers of the structure. We propose a new general measurement methodology allowing reliable and reproducible results and showing the importance of mastering the initial conditions before each measurement. These dynamic phenomena are characterized using current measurements as a function of time, realized on TLM structures coming from different technological batches, under electrical and/or optical stimulations. Two characterization methods of these defects are proposed. The purpose of the first method is to stress the device by a negative voltage applied to the substrate to stimulate the defects located between the 2DEG channel and the substrate, while the second one consists in illuminating the device under test with a light source whose corresponding photon energy is chosen to affect only the traps present in the materials. The effect of the illumination on the contact resistances is then studied, showing a non-negligible contribution of these resistances in the total resistance and thus highlighting, for the first time, that the degradation of the dynamic on-state resistance may be due not only to phenomena in the 2DEG channel but also to phenomena at the ohmic contacts. Then, in order to study certain trapping/de-trapping mechanisms, numerical treatments, consisting of the decomposition into a sum of exponentials, are developed to process the relaxation measurements of the current as a function of time. The variation of the relative resistance with a model of two resistances in series is also discussed. The results obtained confirm that the analysis of transients is a difficult problem and that the solutions to these problems are not unique. To refine these results, it will be therefore necessary to obtain the activation energies of the traps presents by other methods, such as DLOS.

***Keywords* :** GaN, HEMT, power device, dynamic On-state resistance, contact resistance, characterization, electrical stimulation, optical stimulation, trapping, numerical analysis.

Titre : Méthodes et analyses physico-expérimentales des mécanismes liés à la résistance dynamique dans les composants HEMT GaN de puissance.

Résumé :

Pour contrôler le flux d'énergie électrique de la source à la charge, l'électronique de puissance constitue un des éléments phares dans l'acheminement de cette énergie. La gestion et la conversion de cette énergie électrique nécessitent des convertisseurs de puissance efficaces, basés sur des interrupteurs présentant des performances élevées en commutation et en conduction, à haute puissance et haute fréquence. Bien que les dispositifs à base de silicium dominent depuis longtemps l'électronique de puissance, les propriétés physiques de ce matériau limitent les performances des dispositifs en termes de température maximale d'opération, de tension de claquage, de résistance à l'état passant et de vitesse de commutation. La recherche des matériaux prometteurs présentant des performances supérieures à celles du silicium est donc nécessaire. Le nitrure de gallium (GaN) est l'un des matériaux qui permet, grâce à ses propriétés physiques, de répondre aux exigences de fabrication des convertisseurs de puissance. En outre, le transistor à haute mobilité électronique (HEMT) à hétérostructure AlGaN/GaN est un composant qui contribue à l'innovation des technologies de conversion de puissance. Cependant, de nombreux problèmes de fiabilité affectent les performances électriques de ces dispositifs et nécessitent un effort d'analyse et de compréhension. Les contributions du présent travail s'inscrivent précisément dans ce domaine. La caractérisation de la résistance à l'état passant de ce transistor, qui est un problème critique, est nécessaire pour comprendre la dynamique de certains phénomènes tels que le piégeage. Dans ce travail, on s'intéresse tout particulièrement à la caractérisation des effets du piégeage induit par des défauts qui peuvent exister dans les différentes couches de la structure. Nous proposons une nouvelle méthodologie générale de mesure permettant d'obtenir des résultats fiables et reproductibles et montrant l'importance de maîtriser les conditions initiales avant chaque mesure. Les phénomènes dynamiques sont caractérisés à l'aide des mesures du courant en fonction du temps, réalisées sur des structures TLM issues de différents lots technologiques, sous stimulations électrique et/ou optique. Deux méthodes de caractérisation de ces défauts sont ainsi proposées. Le but de la première est de stresser le dispositif par une tension négative appliquée sur le substrat pour stimuler les défauts présents entre ce dernier et le canal 2DEG, alors que la deuxième consiste à illuminer le dispositif sous test par une source lumineuse dont l'énergie de photon correspondante est choisie de façon à ce qu'elle n'affecte que les pièges présents dans les matériaux. L'effet de l'illumination sur les résistances de contact est ensuite étudié, montrant une contribution non négligeable de ces résistances dans la résistance totale et mettant ainsi en évidence, pour la première fois, que la dynamique de la résistance à l'état passant peut-être due non seulement à des phénomènes dans le canal 2DEG mais également à des phénomènes au niveau des contacts ohmiques. Ensuite, afin d'étudier certains mécanismes de piégeage/dépiégeage, des traitements numériques, en une décomposition en somme d'exponentielles, des mesures de relaxation du courant en fonction du temps ainsi que de la variation de la résistance relative avec un modèle de deux résistances en série sont proposés. Les résultats obtenus confirment que l'analyse des transitoires est un problème difficile et que les solutions à ces problèmes ne sont pas uniques. Pour affiner ces résultats, il sera donc sans doute nécessaire d'obtenir les énergies d'activation des pièges présents par d'autres méthodes, comme la DLOS.

Mots clés : GaN, HEMT, électronique de puissance, résistance à l'état passant, résistance de contact, caractérisation, stimulation électrique, stimulation optique, piégeage, analyse numérique.