Comparaison de méthodes de caractérisation thermique de transistors de puissance hyperfréquence de la filière nitrure de gallium

Guillaume Brocero

▶ **To cite this version:**

Guillaume Brocero. Comparaison de méthodes de caractérisation thermique de transistors de puissance hyperfréquence de la filière nitrure de gallium. Electronique. Normandie Université, 2018. Français. NNT : 2018NORMC222 . tel-01970772

HAL Id: tel-01970772
https://theses.hal.science/tel-01970772

Submitted on 6 Jan 2019

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.

Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité PHYSIQUE

Préparé au sein de l'Université de Caen Normandie

Comparaison de méthodes de caractérisation thermique de transistors de puissance hyperfréquence de la filière nitrure de gallium

Présentée et soutenue par
Guillaume BROCERO

Thèse soutenue publiquement le 05/07/2018 devant le jury composé de		
M. JEAN-PIERRE LANDESMAN	Professeur des universités, UNIVERSITE RENNES 1	Rapporteur du jury
M. MICHEL MERMOUX	Directeur de recherche au CNRS, INP Grenoble	Rapporteur du jury
M. PHILIPPE EUDELINE	Directeur, Thales Land and Air Systems	Membre du jury
M. CHRISTOPHE GAQUIERE	Professeur des universités, UNIVERSITE LILLE 1 SCIENCES ET TECHNOLOG	Membre du jury
M. YANNICK GUHEL	Maître de conférences HDR, UNIVERSITE CAEN NORMANDIE	Membre du jury
M. CHRISTIAN MOREAU	Senior expert, Direction Générale de l'Armement	Membre du jury
M. BERTRAND BOUDART	Professeur des universités, UNIVERSITE CAEN NORMANDIE	Directeur de thèse

Thèse dirigée par BERTRAND BOUDART, Groupe de recherche en informatique, image, automatique et instrumentation (Caen)

UNIVERSITÉ CAEN NORMANDIE

MIIS

GREYC

« Dans la vie, rien n'est à craindre, tout est à comprendre »

Marie Curie

Remerciements

Ces travaux de doctorat se sont déroulés dans le cadre d'un partenariat entre le **laboratoire GREYC** à Cherbourg et l'entreprise **Thales Land and Air Systems (LAS)** à Ymare.

Tout d'abord, je tiens à remercier la société **Thales LAS** pour avoir financé la thèse durant ces trois années, ainsi que pour avoir fourni une partie des échantillons utilisés pour les études rapportées dans ce manuscrit.

D'autres transistors ont été fournis par le Professeur **Christophe Gaquière** de l'Université de Lille (IEMN).

Je tiens à exprimer ma gratitude envers :

Le Directeur de Recherche **Michel Mermoux** (Grenoble INP) qui a accepté de rapporter ce travail, d'assurer la présidence du jury de soutenance, et dont l'expérience en spectroscopie Raman a permis d'apporter de précieux conseils scientifiques.

Le Professeur **Jean-Pierre Landesman** (Université de Rennes) qui m'a fait l'honneur de juger ce travail en détail et d'en être le rapporteur.

Monsieur **Christian Moreau** (DGA Maitrise de l'Information) qui a manifesté un vif intérêt envers ce travail de thèse, et qui a accepté d'examiner ce manuscrit.

Le Professeur **Christophe Gaquière** (Université de Lille) qui a accepté d'être examinateur pour ce travail, ainsi que pour avoir fourni plusieurs composants utilisés pendant la thèse.

Je remercie très chaleureusement **Jean-Pierre Sipma** (Ingénieur à Thales LAS) qui était mon référent technique au sein de l'entreprise, pour sa gentillesse, sa franchise, son savoir-faire et sa culture technique forte en matière de composants de puissance.

Dominique Carisetti (Ingénieur à Thales Research and Technology), pour son aide technique précieuse lors de l'extraction des puces des composants et des expérimentations par thermographie infrarouge, réalisées avec une grande efficacité et une bonne humeur sans égale.

Les techniciens de l'ESIX Normandie **Bertrand Pouderoux, Claude Fustin** et **Bruno Delamotte** ayant été d'une aide technique essentielle pour la réalisation et la réparation des différents équipements : alimentations, refroidisseurs, pompes, etc.

François Kauffmann, Maître de Conférences à l'Université de Caen (LMNO), qui m'a initié à l'utilisation du programme R CRAN de manière claire et avec humour, ce qui n'est pas nécessairement évident.

Tanguy Mongodin, Laurent Navier et **Hammou Oumellal**, pour leur gentillesse et leur aide à la suite des différents aléas occasionnés par les caprices de l'informatique.

Anthony Besq, Marion Hanotel et **Stéphanie Crévon** qui ont la capacité d'égayer n'importe qu'elle environnement de travail et à qui je transmets mes amitiés sincères.

Mes amis doctorants avec qui j'ai eu l'occasion et le plaisir de partager mon bureau durant ces trois années : **Tetiana Toloshniak, Sébastien Petitdidier** et **Louis Colson**. Un remerciement très particulier à ce dernier, m'ayant parfois littéralement nourri au cours de la sympathique période de rédaction du manuscrit !

Ma famille et **mes amis** : **Ping, Benji, Cindie, Coline, Sirb, Coco, Damien, Jérém', Nico**, et tous les autres, qui ont supporté pendant ces trois années mon humeur variable, un emploi du temps anarchique associé à une disponibilité toute relative, et qui, malgré ces désagréments, ont toujours continué à m'apporter leur soutien. Je pense également aux anciens du Master Recherche, trop nombreux pour dresser une liste et me contenterai de mentionner, en souvenir de nos soirées et présentations mémorables, **Abdullah Sirindil** et **Julien Guillot** (« Si on veut être sûr de son coup, on plante des navets, on ne pratique pas de [Post-Doc à l'IPN] »).

Mes amis de labo : **Haï Yen, Mikaël, Philippe, Paul, Lucille, Pierre-André, Eyman, Fatima, Samir, Hamza, Nouhaila, Pierre-Luc (Finger Breaker), Fernando, Mario,** et tous les autres, qui ont pu, de si nombreuses fois, « me dégager loin de ce labo » pour me faire oublier cette « f… thèse » l'espace de quelques instants. Ici, je me sens contraint de mettre des guillemets pour nuancer mes dires. Toutefois, si quelqu'un trouve que je manque de respect au laboratoire ou à ma formation doctorale, qu'il vienne me trouver s'il croit pouvoir m'affirmer, en me regardant droit dans les yeux et en se retenant de rire, qu'il n'a jamais tenu de tels propos.

Enfin, je connais trois personnes qui, s'ils lisent ces remerciements doivent se dire « quand même, il exagère, après tout ce que l'on a fait pour lui, etc ». Qu'ils se rassurent ! Tout vient à point à qui sait attendre. Comme tous les gourmands, j'ai l'habitude de garder le meilleur pour la fin. Ainsi, comment ne pourrais-je associer ces remerciements à :

Yannick Guhel, qui a co-encadré cette thèse avec une motivation sans faille, sa bonne humeur, sa franchise et dont les compétences en bricolage (qu'elles soient plus ou moins académiques…) ont été d'une aide précieuse durant les nombreuses expérimentations.

Philippe Eudeline, référent industriel, à qui je témoigne toute ma reconnaissance pour ses très nombreux conseils, son expérience, ainsi que ses qualités humaines et scientifiques qui m'ont permis d'apprendre et de progresser tant au niveau professionnel que personnel.

Bertrand Boudart, directeur de thèse, qui a su se montrer d'une grande disponibilité, qui m'a soutenu tout au long de la thèse avec une grande sagesse, une patience et une sincérité exemplaires, et que je remercie pour la confiance qu'il m'a accordé à traiter ce sujet de thèse.

Introduction générale ***10***

Chapitre I : Méthodes de caractérisation de l'auto-échauffement des transistors de puissance HEMTs AlGaN/GaN ***16***

Introduction **18**

1 Généralité sur les transferts thermiques **19**

1.1 Définitions 19
1.2 Transfert de chaleur dans les composants 20
1.3 Flux de chaleur et densité de flux 20
1.4 Puissance dissipée 21
1.5 Résistance thermique 22
1.6 Présentation du composant 23
1.6.1 Topologie d'un transistor HEMT 23
1.6.2 Influence de la plaque de champ sur la zone de la puissance dissipée 23
1.6.3 Analyse du véhicule de test 24

2 Méthodes par contact **27**

2.1 Imagerie thermique par cristaux liquides 27
2.1.1 Définition des cristaux liquides 27
2.1.2 Mesures de l'auto-échauffement 28
2.2 Imagerie thermique par fluorescence microphotographique 31
2.3 Méthode basée sur l'utilisation de micro-résistances intégrées 33
2.4 Microscopie thermique à balayage en champ proche 35
2.5 Conclusion sur l'utilisation des méthodes par contact 37

3 Méthodes électriques **38**

3.1 Méthode par coïncidence 38
3.1.1 Principe 38
3.1.2 Longueur de diffusion thermique 40
3.1.3 Conclusion 41
3.2 Méthode par tension de seuil 42
3.3 Méthode par multi-cellules RC 43
3.4 Conclusion sur les méthodes électriques 45

4 Méthodes optiques **46**

4.1 Thermographie infrarouge 46
4.2 Thermoréflectance 48
4.3 Spectroscopie Raman 52
4.3.1 Principe 52
4.3.2 Mesure de la température par spectroscopie Raman 54
4.3.3 Les différentes méthodes de caractérisation thermique 55
4.3.4 Résolution spatiale 57
4.3.5 Résolution spectrale 57

4.3.6 Autres spécificités 57
4.3.7 Conclusion 60
4.4 Photoluminescence 61
4.5 Interférométrie optique 62
4.6 Conclusion sur l'utilisation des méthodes optiques 64

5 Conclusion 65

Chapitre II : Évaluation de la méthode de caractérisation thermique par thermoréflectance sur des HEMTs AlGaN/GaN sur substrat SiC 68

Introduction 70

1 Étapes nécessaires à la caractérisation thermique par thermoréflectance 70
1.1 Généralités 71
1.1.1 Rappel du principe physique de la mesure par thermoréflectance 71
1.1.2 Principe de mesure par thermoréflectance en régime transitoire 71
1.2 Étapes communes aux protocoles expérimentaux 72
1.2.1 Visualisation de la zone à caractériser 72
1.2.2 Analyse du C_{th} en fonction de la longueur d'onde 72
1.2.3 Mesure de la thermoréflectance du composant en fonctionnement 73
1.2.4 Calibration en température 73
1.2.5 Étape de post traitement 75
1.3 Protocole expérimental 75
1.3.1 Zones de mesures 75
1.3.2 Paramètres d'acquisition des mesures par thermoréflectance 77
1.3.3 Conditions de polarisation 78

2 Comparaison de l'utilisation des deux équipements 79
2.1 Présentation des équipements des deux entreprises 79
2.2 Comparaison des protocoles de mesures thermiques 80
2.2.1 Choix de la longueur d'onde de la diode 80
2.2.2 Calibration en température 83
2.2.3 Mesure du $\Delta \boldsymbol{RR0}$ et du ΔT par thermoréflectance 85
2.3 Comparaison des résultats de mesures thermiques 88
2.3.1 Caractérisation de l'interconnexion de grilles 88
2.3.2 Caractérisation de la plaque de champ 91
2.3.3 Caractérisation des zones de GaN 96
2.4 Bilan sur les comparaisons effectuées entre les deux équipements 98

3 Mesures spécifiques réalisées avec les deux équipements 99
3.1 Mesures spécifiques effectuées au sein de l'entreprise A 99
3.1.1 Répétabilité des mesures et comparaison des deux méthodes de calibration 100
3.1.2 Évaluation de la constance du C_{th} avec l'élévation de la température. 101
3.1.3 Mesures de température en mode de fonctionnement pulsé 105
3.1.4 Bilan des mesures spécifiques réalisées chez l'entreprise A 105
3.2 Mesures spécifiques réalisées dans l'entreprise B 106
3.2.1 Répétabilité des mesures 106

3.2.2 Répétabilité de la méthode à 6 mois d'intervalle 108
3.2.3 Évolution du C_{th} en fonction de la température 108
3.2.4 Evaluation de la méthode de caractérisation thermique du Golden Unit par application d'une température connue 110
3.2.5 Résultats des mesures thermiques 111
3.2.6 Bilan sur les évolutions de l'échauffement en fonction de la puissance dissipée, de chaque type de surface caractérisée 113
3.2.7 Résultats des mesures de température du Golden Unit polarisé en régime pulsé 114
3.2.8 Utilisation du monochromateur comme source lumineuse pour la caractérisation thermique par thermoréflectance d'un HEMT polarisé en régime continu 116
3.2.9 Le post traitement 122
3.2.10 Bilan des mesures réalisées au sein de l'entreprise B 124

4 Mesures complémentaires réalisées par thermographie infrarouge 125

Conclusion 129

Chapitre III : Évaluation de la méthode de caractérisation thermique par spectroscopie Raman sur des HEMTs de la filière GaN 132

1 Métrologie 134
1.1 Instrumentation 135
1.1.1 Éléments de base constituant un spectromètre Raman 135
1.1.2 Caractéristiques permises par le spectromètre Raman 140
1.1.3 Protocole expérimental réalisé lors de l'évaluation par spectroscopie Raman de la température d'échauffement des transistors en mode continu 140
1.2 Influence des paramètres inhérents à l'équipement Raman 142
1.2.1 Impact du temps d'acquisition 143
1.2.2 Influence de la puissance du laser incident 144
1.2.3 Evolution de la température de la salle d'expérimentation 147
1.2.4 Stabilité de l'émission du laser au cours de la journée 149
1.2.5 Influence de la puissance du laser 154
1.3 Évaluation de l'incertitude des mesures Raman 155
1.4 Évaluation de l'incertitude de mesure de la cellule thermique 157

2 Calibrations en température 160
2.1 Comparaison de différentes courbes de calibration à base de GaN 160
2.2 Établissement des courbes de calibration à partir de modèles de régression non-linéaires 164

3 Caractérisation thermique du Golden Unit 165
3.1 Influence des contraintes mécaniques sur le spectre Raman 167
3.1.1 Impact des effets de stress induits mécaniquement sur le spectre Raman du matériau analysé 167
3.1.2 Impact des effets piézoélectriques sur le spectre Raman 169
3.2 Caractérisation thermique du composant 170
3.2.1 Extraction du spectre Raman du composant à température ambiante 170
3.2.2 Détermination de la température du GaN par spectroscopie Raman 171

4 Méthode de thermométrie par analyse de particules de CeO_2 176
4.1 Principe de la méthode 177

4.2 Évaluation de la validité de la méthode....180
4.2.1 Mise au point du protocole expérimental de thermométrie....180
4.2.2 Détermination de la température d'auto-échauffement d'un HEMT AlGaN/GaN sur substrat saphir, à partir de dépôt de particules de CeO_2....184
4.3 Bilan....193

5 Étude de l'effet de champ sur des composants AlInN/GaN....193
5.1 Présentation des composants....194
5.2 Protocole expérimental....195
5.3 Résultats des mesures effectuées....195
5.3.1 Étude N°1....195
5.3.2 Étude N°2....198
5.3.3 Étude N°3....200
5.3.4 Étude N°4....201
5.4 Bilan des mesures effectuées sur des HEMTs AlInN/GaN....203

Conclusion....204

Conclusion générale et perspectives....206

Références....214

Production scientifique....236

Introduction générale

Le développement de composants à base de nitrure de gallium (GaN) connait un intérêt considérable depuis le début des années 1990, car il se révèle être un matériau presque idéal pour la fabrication de circuits et dispositifs microondes [1, 2]. En effet, sa bande d'énergie interdite ($E_{g\ (GaN)}$ = 3,4 eV) est bien plus élevée que celle de l'arséniure de gallium ($E_{g\ (GaAs)}$ = 1,4 eV), et le champ de claquage est aussi plus important ($E_{br\ (GaN)}$ = 3300 kV.cm^{-1} contre $E_{br\ (GaAs)}$ = 400 kV.cm^{-1}) [3, 4]. De plus, ce matériau permet de disposer d'une vitesse de saturation de 2,5x10^{-7} cm.s^{-1} et d'une conductivité thermique de l'ordre de 150 W.m^{-1}.K^{-1}.

Outre ces propriétés remarquables, l'élaboration d'hétérostructure entre le GaN et ses alliages (AlGaN ou AlInN par exemple), permet la réalisation de transistors à haute mobilité électronique (ou HEMTs pour *High Electron Mobiliy Transistors* en anglais), sans qu'il soit nécessaire de doper la structure [5, 6]. Ainsi, la conjugaison des effets de polarisation spontanée et piézoélectrique fait apparaitre au sein de l'hétérojonction AlGaN/GaN, un gaz bidimensionnel constitué de porteurs libres (électrons ou trous selon le signe de la charge fixe) de densité très élevée, pouvant atteindre des valeurs de 10^{13} cm^{-2}, et avec une grande mobilité de l'ordre de 1200 cm².V^{-1}.s^{-1} à 300 K [7, 8]. Ces structures fabriquées par épitaxie peuvent croitre sur un substrat en carbure de silicium (SiC) avec un relatif faible désaccord de maille, dont les contraintes mécaniques générées par ce dernier sont d'autant plus atténuées par l'élaboration d'une couche tampon de nitrure d'aluminium (AlN), à l'interface GaN/substrat [9]. Le choix du substrat SiC permet de dissiper la chaleur de manière efficace, grâce à une conductivité thermique K_{SiC} = 4,9 W.cm^{-1}.K^{-1}, qui est plus élevée que ceux utilisés jusque-là, en silicium ou en saphir, dont les *K* sont respectivement de 1,5 et 0,35 W.cm^{-1}.K^{-1} [10, 11].

L'ensemble de ces propriétés physico chimiques et thermiques font des HEMTs de la filière GaN des candidats extrêmement prometteurs pour des applications en radiofréquence (RF), et ces composants sont déjà commercialisés dans le domaine de l'électronique de puissance, aussi bien pour le civil que le militaire, telles que les systèmes radars, le transport, la télécommunication cellulaire, les énergies renouvelables, etc… [12, 13].

Une partie de cette puissance utile est dissipée sous forme de chaleur et génère un auto-échauffement dans le transistor qui conduit à une diminution des performances électriques des composants [14, 15]. Cette énergie libérée au sein de l'électronique de puissance devient une préoccupation majeure pour les concepteurs, car la température des composants fonctionnant en mode opérationnel peut rapidement atteindre une valeur critique pour leur fiabilité [16]. Cela est d'autant plus vrai que les surfaces d'échanges avec l'extérieur sont réduites, et que les dispositifs électroniques tendent, à l'avenir, à une miniaturisation de leur dimension, générant ainsi une augmentation de la puissance dissipée [17, 18].

Ainsi, pour Thales Land and Air Systems la connaissance des températures de jonction des composants de puissance est impérative pour développer le système de refroidissement des modules et des antennes, pour calculer leur durée de vie, et ensuite de pouvoir s'engager sur un taux de disponibilité des équipements radars et définir les périodes de maintenance [19]. De plus, compte tenu de la complexité croissante des composants et des spécificités de certaines technologies, telles que l'ajout des plaques de champ, il devient impératif de maitriser non seulement les températures à la surface des

composants mais aussi à l'intérieur des différentes couches technologiques des transistors de puissance. Ces constats reflètent la nécessité de connaitre précisément le comportement thermique des composants en fonctionnement.

Pour ces raisons, l'entreprise Thales Land and Air Systems souhaite développer un banc de mesure fiable des températures de jonction des composants de puissance en fonctionnement radar. C'est donc dans ce contexte que s'inscrit la problématique de nos travaux. En effet, différentes méthodes de caractérisation thermique existent à ce jour, dont la plupart permettent des mesures en régime continu, mais très peu sont opérationnelles en mode pulsé. De plus, l'aspect industriel du banc d'essai à mettre au point, nécessite une attention particulière sur la fiabilité, la reproductibilité et la répétabilité des mesures. L'objectif de cette thèse est donc de comparer les méthodes, parmi les plus prometteuses, permettant la caractérisation thermique de composants fonctionnant en régimes continu et pulsé. Nous verrons que nous avons testé deux techniques parmi celles sélectionnées : la thermoréflectance et la spectroscopie Raman.

Pour la partie thermoréflectance, nous avons constaté que très peu de thèses traitent de celle-ci comme d'une technique de mesure thermique pour des HEMTs de la filière GaN. Nous pouvons citer les thèses de R. Aubry [20] et L. Baczkowski [21], soutenues respectivement en 2004 et 2015. Cependant, contrairement à ces travaux, les équipements que nous avons testés durant notre étude ont bénéficié de nouveautés technologiques notables (système piézoélectrique, autofocus, caméra…). De plus, nous avons comparé les équipements commercialisés par deux entreprises différentes, tandis que lors des deux thèses précédemment citées, un seul équipement a été utilisé sans avoir véritablement testé la précision de la technique. Nous pouvons également citer celle de K. Maize [22], qui a travaillé pour un industriel commercialisant la technique. Pour ces raisons, nous avons souhaité évaluer la méthode en confrontant les résultats de plusieurs équipements fondés sur le même principe physique, en testant le même véhicule de test dans des conditions de polarisation identiques. Nous verrons que les écarts de résultat obtenus avec les différents équipements semblent notamment provenir de la procédure expérimentale spécifiée par les fournisseurs. Nous exposerons alors les résultats des expérimentations que nous avons réalisées ainsi que les perspectives proposées pour améliorer et évaluer rigoureusement cette technique, ce qui induit fortement un aspect de *benchmarking* à cette étude.

Pour la partie spectroscopie Raman à l'échelle nationale, nous pouvons citer les thèses de R. Aubry [20], G. Le Coustre [23] et L. Baczkowski [21], qui ont utilisé cette méthode sur des composants polarisés en régime continu, et celle de O. Lancry [24] qui a, en plus, démontré la faisabilité de la méthode en mode pulsé. A la différence de ces travaux, nous verrons que nous avons poussé l'étude de la métrologie afin de révéler la répétabilité et la précision des mesures, nécessaire aux exigences du point de vue industriel. Nous pouvons aussi mentionner les thèses internationales ayant étudié l'auto échauffement des HEMTs GaN polarisés en continu, de J. M. Hayes [10] et J. W. Pomeroy [25] provenant de l'Université de Bristol, sous la direction de M. Kuball. Ce dernier représente la référence dans le domaine de la caractérisation thermique des composants par spectroscopie Raman, mais nous pouvons également référencer la thèse de S. Choi [26] qui a étudié de manière conjointe la température et les contraintes mécaniques. Ainsi, le nombre plutôt conséquent de thèses réalisées dans le cadre de notre problématique, montre que nous

n'avons pas à réaliser d'étude de faisabilité de la spectroscopie Raman comme méthode de caractérisation thermique de HEMTs de la filière GaN, mais à étudier l'adaptabilité de la méthode comme technique de mesure de routine pour des besoins industriels. Ce besoin nécessite d'approfondir les aspects de métrologie, de reproductibilité et de répétabilité des mesures, que nous mettrons en évidence dans ce manuscrit.

Cette thèse à vocation expérimentale sera divisée en trois chapitres.

Le premier consistera à regrouper les différentes méthodes de caractérisation thermique, ayant déjà été testées sur des transistors HEMTs de la filière GaN, et dont l'efficacité a été montrée dans des publications. Ce chapitre permettra de faire un choix sur les méthodes que nous testerons, selon des critères que nous présenterons.

Dans le chapitre suivant nous aborderons l'évaluation de la méthode par thermoréflectance. Nous exposerons les étapes essentielles à la caractérisation thermique d'un composant polarisé, par thermoréflectance, et les différences principales dans le matériel et les procédures entre deux fabricants. Nous présenterons ensuite les résultats des mesures de température lorsque les HEMTs sont polarisés en mode continu et confronterons les valeurs mesurées par les équipements des deux industriels. Nous verrons que cette étude comparative nous a poussé à réaliser des mesures spécifiques chez l'une ou l'autre entreprise, que l'on énoncera dans une troisième partie, dans le but d'estimer la pertinence et la signification des mesures extraites. Nous présenterons également les mesures thermiques réalisées sur un composant en régime pulsé.

Le troisième et dernier chapitre sera axé sur l'évaluation de la spectroscopie Raman. Nous commencerons par une partie métrologie, où nous définirons et quantifierons l'ensemble des paramètres influençant les propriétés des spectres Raman, ce qui nous permettra d'élaborer les conditions expérimentales offrant les mesures les plus répétables possibles. Nous exposerons ensuite les mesures de calibration en température de divers composants, que nous comparerons avec la littérature afin de valider notre méthode d'étalonnage. Ces courbes nous permettront de réaliser les mesures de température du véhicule de test, lorsque celui-ci est polarisé en régime continu.

Enfin, une conclusion générale suivie de perspectives terminera ce manuscrit.

Chapitre I : Méthodes de caractérisation de l'auto-échauffement des transistors de puissance HEMTs AlGaN/GaN

Introduction

Le premier objectif de cette thèse fut de répertorier les méthodes de caractérisation permettant d'extraire la température d'échauffement des composants électroniques en mode opérationnel. En effet, la miniaturisation et le développement de composants électroniques capables de générer des niveaux de puissance élevés dans le domaine des hyperfréquences sont nécessaires afin de répondre aux cahiers des charges, imposés par les domaines de communication civiles et militaires, tels que les radars et/ou les télécommunications mobiles. Cependant, les performances de tels transistors peuvent être limitées par des effets d'auto-échauffement du canal d'électrons. Il faut donc limiter les problèmes de dissipation thermique afin de ne pas dégrader les performances en puissance de ces transistors.

Pour ces raisons, il est important d'insister sur le phénomène d'auto échauffement des composants dû à la dissipation de puissance par effet Joule lors de son fonctionnement parce qu'une élévation de la température du composant entraîne une diminution de la vitesse et de la mobilité des porteurs dans le canal et par conséquent une diminution du courant de drain ainsi qu'une limitation de la fréquence d'utilisation [27]. Il est donc important d'évaluer précisément la température du composant.

De plus, la température est une grandeur importante qui intervient pour la caractérisation de la durée de vie moyenne des systèmes électroniques et la MTBF (pour *Mean Time Before Failure*) [28]. De même, une connaissance précise de la température de fonctionnement des composants permet de valider les modèles numériques permettant la simulation de leur comportement thermique et l'optimisation du management thermique.

D. L. Blackburn [29] a mis en évidence le fait qu'il est possible de catégoriser les méthodes de caractérisation thermique en trois grandes familles, schématisées sur la Figure I-1 :

Les méthodes par contact physique nécessitent l'utilisation d'un transducteur (pointe AFM, cristaux liquides …) qui est mis en contact direct avec la zone du composant étudié. Dans ce cas, la température du transducteur est assimilée à celle du composant au point de contact. Les méthodes optiques utilisent essentiellement le rayonnement émis, réfléchi ou diffusé qui est issu de l'interaction d'une onde électromagnétique excitatrice provenant d'une source lumineuse (laser ou diode) avec le matériau caractérisé à une température donnée. Les méthodes électriques quant à elles, utilisent les connectiques du composant afin d'analyser l'évolution des caractéristiques électriques des composants en régimes DC et pulsés avec la température. Ainsi, cette technique permet également l'évaluation de la température d'échauffement des transistors en mode opérationnel.

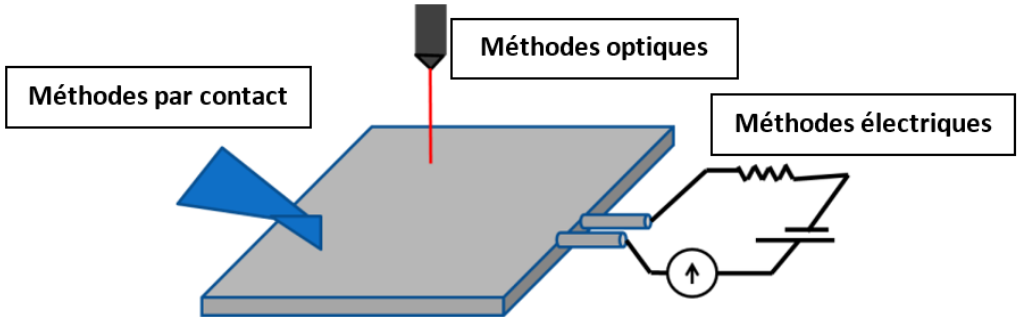


Figure I-1 : Représentation schématique des catégories de méthodes de caractérisation de la température.

Nous détaillerons dans ce chapitre les spécificités liées à chacune de ces catégories, afin d'en extraire les avantages et les inconvénients. Nous confronterons aussi bien des techniques couramment utilisées que d'autres ayant émergé plus récemment. Toutes les méthodes qui seront exposées dans ce chapitre ont déjà été étudiées pour la mesure de l'auto-échauffement de transistors HEMTs à base de GaN. Cette étude nous permettra de faire un choix sur les méthodes qu'il sera utile de tester, la finalité de la thèse étant de les analyser et de les comparer afin de choisir la plus apte à caractériser thermiquement des composants fonctionnant en régimes continu et pulsé.

Ce chapitre débutera par une présentation des paramètres électriques et thermiques utilisés lors de l'étude de la dissipation et du transfert de la chaleur. Ceux-ci nous permettront d'exposer les mécanismes thermiques mis en jeu lors de l'application d'une puissance DC et d'introduire les termes employés lors de la caractérisation thermique des composants. Nous présenterons également le véhicule de test que nous utiliserons dans les prochains chapitres, lors de l'évaluation des méthodes de caractérisation les plus adaptées à notre problématique.

Nous exposerons ensuite les différentes méthodes par contact : d'abord les imageries thermiques par cristaux liquides et par fluorescence microphotographique, puis la technique nécessitant des micro résistances, la microscopie thermique à balayage en champ proche et la microscopie à mesure de dilatation thermique à balayage.

Dans un troisième temps, nous présenterons les méthodes électriques les plus utilisées sur les HEMTs à base de GaN telles que la méthode par coïncidence (ou mesure I-V pulsé), celle par tension de seuil et celle par modélisation de multi-cellules RC.

Enfin, nous énoncerons les méthodes optiques les plus utilisées dans notre domaine telles que la méthode infrarouge, la thermoréflectance, la spectroscopie Raman, la photoluminescence et l'interférométrie optique.

1 Généralité sur les transferts thermiques

L'étude des transferts thermiques est la science qui permet de quantifier les échanges énergétiques entre un système et l'environnement extérieur (ou entre deux systèmes). Elle permet de déterminer les valeurs caractéristiques des variables d'état du système, notamment la température.

1.1 Définitions

Pour aborder les phénomènes occasionnés dans le domaine thermique il est nécessaire de définir préalablement les termes les plus communément utilisés.

La chaleur *Q*, en Joule, définit un échange d'énergie qui se propage au sein d'un corps par l'agitation désordonnée des atomes ou des molécules constituant la matière.

Le champ de température *T (x, y, z, t)* est la valeur instantanée de la variable d'état température, en tout point du système. Si le champ de température est indépendant du temps, le régime sera qualifié de permanent ou stationnaire. Si le champ évolue dans le temps, le régime est dit variable ou transitoire.

1.2 Transfert de chaleur dans les composants

Dans les circuits électroniques, le flux de chaleur peut être transféré au sein des composants suivant trois mécanismes : la conduction, la convection et le rayonnement [30]. Afin de déterminer l'impact de ces différents mécanismes de transfert thermique, nous utiliserons les résultats issus des thèses de R. Aubry et L. Backzowski [20, 21]. Ces derniers précisent que pour le cas de leurs transistors HEMTs de la filière GaN, les processus de transfert de chaleur par conduction dominent et que l'on peut négliger les échanges par convection et par rayonnement qui représentent moins de 1% du flux de chaleur échangé avec le milieu ambiant, dans la gamme de température de 300 à 600 K.

Le transfert d'énergie par conduction se produit au sein d'un élément solide dès lors qu'il existe un gradient de température. Il représente l'effet global du transport d'énergie par des porteurs élémentaires (molécules, électrons…) du matériau, ou encore par des quanta d'énergie de vibration dans le cas d'un réseau cristallin, dénommés phonon. Quand il existe un gradient de température dans un corps, un transfert d'énergie s'établit de la région ayant la plus haute température vers celle possédant la plus basse température afin de réduire l'entropie du système [20, 31, 32].

Dans le cas simple d'un milieu homogène et isotrope, le flux de chaleur par conduction q_{cond} (W.m^{-1}) est défini par unité de surface. Selon la loi de Fourier, il est directement proportionnel au gradient de température ∇T (K) local [33]:

$$q_{cond} = -K(T).\nabla T \qquad \text{Eq. I-1}$$

Avec *K(T)* la conductivité thermique du matériau étudié, exprimée en W.m^{-1}.K^{-1}. Le signe négatif est introduit afin de satisfaire le second principe de la thermodynamique, qui précise que l'énergie thermique se transfère spontanément du corps chaud vers le corps froid [34].

La notion de gradient de température est utilisée pour étudier les variations spatiales du champ de température *T (x, y, z, t)* au sein du système. Le gradient est maximal lorsqu'il est orienté perpendiculairement à une surface isotherme du système et il est défini par [33]:

$$\vec{\nabla}(T) = \vec{n}.\frac{\partial T}{\partial n} \qquad \text{Eq. I-2}$$

Avec $\vec{n}$ le vecteur unitaire de la normale à l'isotherme. Le gradient de température correspond à la différence entre le point le plus chaud et la température de référence, et est plus communément exprimé sous forme d'écart global noté *ΔT*. L'Eq. I-2 nous permet de simplifier l'équation de la chaleur généralisée aux trois dimensions, en équation linéique à une dimension.

1.3 Flux de chaleur et densité de flux

Pour établir l'équation du flux de la chaleur à une dimension, on considère le cas d'une source de chaleur constante dans le composant, définie dans le plan *Oyz*, et le flux conductif parcourt l'axe des abscisses, perpendiculairement à la surface d'échange. On définit q_x le flux de chaleur en *x*, q_{x+dx} le flux de

chaleur en *x+dx* et *A* (m²) l'aire de la surface d'échange isotherme. Le schéma de ces flux de chaleur est illustré sur la Figure I-2.

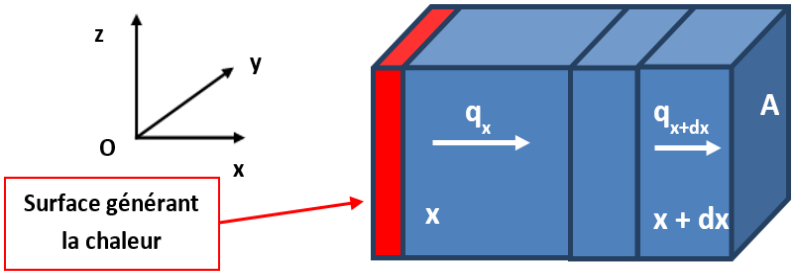


Figure I-2 : Flux de chaleur dans un bloc de matière élémentaire.

Le flux de chaleur *q* (W) et la densité de flux de chaleur ϕ (W.m^{-2}) sont deux grandeurs qui permettent de dimensionner la quantité de chaleur transmise ou générée par le système par unité de temps et par unité d'aire de la surface isotherme [33] :

$$q = \frac{\partial Q}{\partial t} \qquad \text{Eq. I-3}$$

$$\Phi = \frac{1}{A}.\frac{\partial Q}{\partial t} \qquad \text{Eq. I-4}$$

1.4 Puissance dissipée

Lorsque l'on étudie les transferts thermiques au sein des composants, il est usuel d'exprimer la chaleur générée sous forme de puissance dissipée. En régimes continu ou pulsé, la puissance dissipée, notée P_{diss} (W), s'exprime comme le produit du courant de drain I_{DS} par la tension de drain V_{DS} :

$$P_{diss} = P_{DC} = V_{DS}.I_{DS} \qquad \text{Eq. I-5}$$

En mode de fonctionnement RF, la puissance dissipée s'exprime à partir de la puissance fournie en polarisation DC et du rendement en puissance du transistor (ou PAE pour *Power Added Efficiency*) :

$$P_{diss} = P_{DC} \times (1 - PAE) \qquad \text{Eq. I-6}$$

Avec $PAE = \frac{P_{OUT} - P_{IN}}{P_{DC}}$

Dans le bilan de puissance au niveau du transistor, cette relation traduit qu'une partie de la puissance générée par les alimentations (P_{DC}) sera dissipée (P_{diss}) et que l'autre partie sera transmise en sortie du composant (P_{OUT} - P_{IN}), d'où

$$P_{diss} = P_{DC} - (P_{OUT} - P_{IN}) \qquad \text{Eq. I-7}$$

On peut exprimer la puissance dissipée d'un transistor sous la forme d'une densité linéique de puissance dissipée (W.mm^{-1}) en tenant compte du développement total du transistor :

$$P_{diss} = \frac{q}{Z} \qquad \text{Eq. I-8}$$

Avec Z (mm) le développement total du transistor, qui correspond au nombre de grilles multiplié par leur largeur. Par exemple, un transistor ayant une topologie de 8x250 µm et qui dissipe une puissance de 10 W, aura une densité linéique de puissance dissipée de [21] :

$$P_{diss} = \frac{10}{8 \times 0{,}250} = 5{,}0\ W/mm \qquad \text{Eq. I-9}$$

1.5 Résistance thermique

La notion de résistance thermique R_{th} est définie par analogie à la résistance électrique pour quantifier le gradient de température entre deux points du composant. Cette grandeur est fonction de la densité de puissance dissipée P_{diss} :

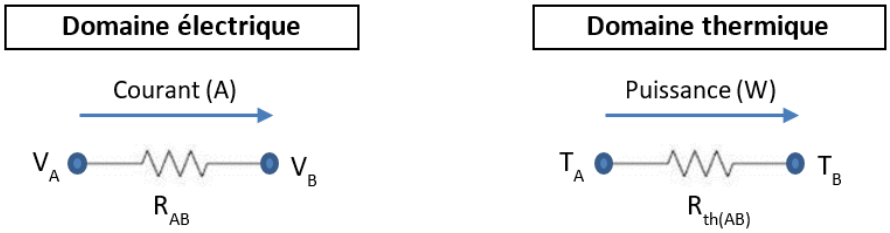


Figure I-3 : Analogie schématique des domaines électrique et thermique.

Au vu de cette analogie électrique et thermique, un certain nombre d'équations sont similaires. Aussi, il est possible d'adapter au domaine thermique, une relation équivalente à la loi d'Ohm présente dans le domaine électrique : le Tableau I-1 illustre les équivalences entre les deux domaines.

Domaine électrique			Domaine thermique		
Paramètre	**Symbole**	**Unité**	**Paramètre**	**Symbole**	**Unité**
Courant	I	A	Puissance ou flux	P_{diss}	W ou W.mm^{-1}
Tension	V	V	Température	T	°C ou K
Résistance électrique	R	Ω	Résistance thermique	R_{th}	K.W^{-1} ou K.mm.W^{-1}
Loi d'Ohm : $\Delta V_{AB} = V_A - V_B = I \times R_{AB}$			**$\Delta T_{AB} = T_A - T_B = P_{diss} \times R_{th}$**		

Tableau I-1 : Équivalences entre certaines grandeurs électriques et thermiques.

Le paramètre R_{th} permet de déterminer l'élévation de la température ΔT_{AB} (avec $T_A > T_B$) du composant par rapport à la température ambiante lorsque celui-ci est soumis à une excitation électrique.

D'après le Tableau I-1, il est possible de retrouver la température du composant à partir de la résistance thermique suivant l'équation :

$$T_A = T_B + (P_{diss}.R_{th}) \qquad \text{Eq. I-10}$$

1.6 Présentation du composant

1.6.1 *Topologie d'un transistor HEMT*

Les transistors à effet de champ sont des composants unipolaires, c'est-à-dire qu'un seul type de porteurs participe à la conduction (les électrons dans le cas des transistors HEMTs AlGaN/GaN à canal n). Une des spécificités des HEMTs AlGaN/GaN réside dans leur manière de concentrer les porteurs de charge, grâce aux effets conjugués de la polarisation spontanée et de la polarisation piézoélectrique [7]. Cette concentration de porteurs constitue ce qu'on appelle le canal d'électrons ou encore le gaz bidimensionnel d'électrons.

Les HEMTs sont des composants dans lesquels le courant circule dans le même plan que celui des couches épitaxiées (structure horizontale). Trois électrodes communément dénommées : source, grille et drain permettent d'appliquer les tensions de fonctionnement du transistor et de contrôler le courant. Les contacts de source et de drain sont de type ohmique, le contact de grille est de type Schottky. La Figure I-4 est une représentation schématique d'un HEMT AlGaN/GaN.

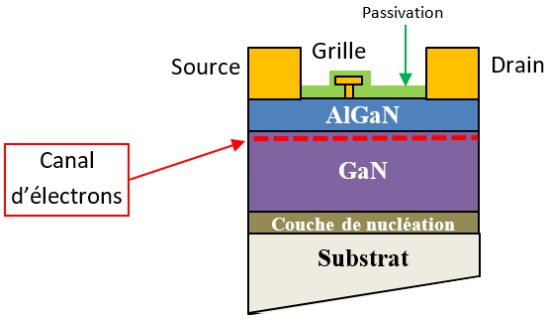


Figure I-4 : Schéma classique d'un HEMT AlGaN/GaN.

Pour les applications concernant l'amplification de puissance le montage source commune est utilisé, l'électrode de source étant connectée à la masse. La grille permet de contrôler la densité de courant circulant dans le transistor en agissant électro-statiquement sur le gaz d'électrons situé en deçà : c'est l'électrode de commande basse puissance. Le drain permet de contrôler la tension de fonctionnement du composant : c'est l'électrode de commande forte puissance [35]. Dans notre cas, les transistors sont passivés par une couche diélectrique.

1.6.2 *Influence de la plaque de champ sur la zone de la puissance dissipée*

La topologie actuelle des HEMTs est constituée d'une plaque de métal déportée au-dessus de la zone grille-drain, où le champ électrique est maximal. Cette électrode est connectée à la source, comme le montre la Figure I-5.(a), et a pour fonction de réduire le pic de champ électrique en sortie de grille [36]. La Figure I-5.(b) montre la différence de champ électrique au niveau de la grille, le long du canal, sans et

avec plaque de champ (*field plate* en anglais). Nous constatons un étalement du champ électrique lors de l'ajout de la plaque de champ en sortie de grille côté drain. Cette région est reconnue dans la littérature comme étant le siège du point chaud (*hot spot* en anglais) dans les HEMTs [37, 38]. Cet étalement du champ électrique permet d'augmenter la tension de claquage dans les composants [36]. Cependant, cette plaque de champ pose des problèmes pour les mesures de température utilisant des méthodes optiques, car elle masque le point chaud du transistor qui est situé en sortie de grille.

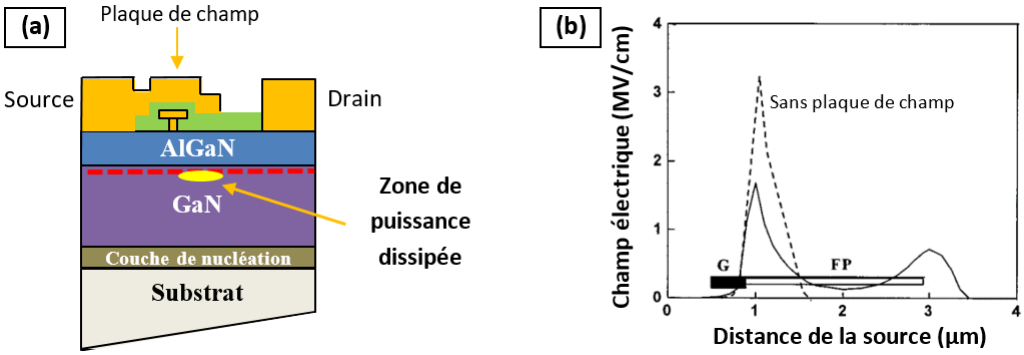


Figure I-5 : (a) Schéma d'un HEMT AlGaN/GaN avec plaque de champ. (b) Influence de la plaque de champ sur le champ électrique dans le canal [36].

1.6.3 *Analyse du véhicule de test*

Afin de choisir la ou les méthode(s) permettant de déterminer la température d'auto-échauffement des transistors polarisés, il est impératif de tenir compte de leurs dimensions (largeur de grille, distance grille drain…) et de la technologie utilisée lors de leur réalisation (nature et épaisseur de la couche de passivation, présence ou non d'une plaque de champ…).

Pour ces raisons, la Figure I-6.(a) présente le véhicule de test constitué du transistor 20 W commercialisé par le fournisseur SUMITOMO. Celui-ci possède 20 doigts de grille de 250 µm de largeur. Nous spécifions que les données fournisseurs telles que les caractéristiques électriques ou thermiques ne nous ont pas été communiquées, car identifiées confidentielles.

La puce contenant le HEMT que l'on a caractérisé est encadrée en rouge. Ce véhicule de test présenté sur la Figure I-6.(a) est composé du composant et d'une carte de mesure dimensionnée par le fournisseur et permettant de le polariser en régimes continu et pulsé. Le boitier en céramique recouvrant le composant a également été retiré afin d'avoir accès à la partie active du transistor pour le caractériser thermiquement avec des méthodes optiques. Le transistor à étudier est un HEMT AlGaN/GaN sur substrat SiC et passivé par une couche de diélectrique à base de nitrure de silicium (SiN_x). Dans le cas du choix d'une méthode optique, l'observation de la face arrière du transistor ne sera pas possible du fait de la présence de la carte de mesure.

La Figure I-6.(b) présente la puce retirée de son embase. La Figure I-6.(c) présente un zoom de cette même puce et met en évidence les 20 doigts de grille qui composent le HEMT.

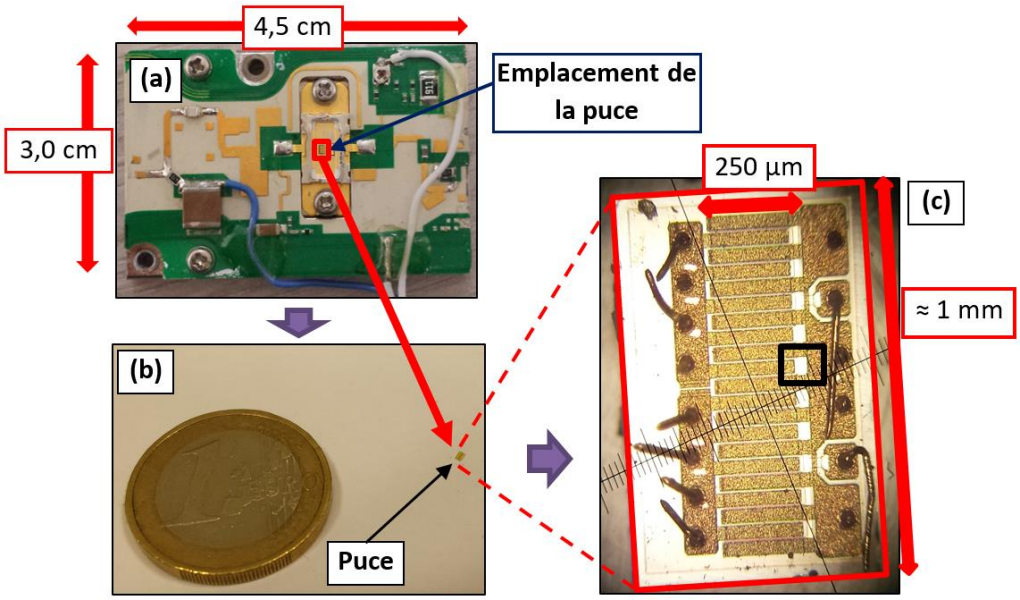


Figure I-6 : (a) Vue du dessus du véhicule de test utilisé lors de nos caractérisations thermiques. L'emplacement de la puce HEMT est encadré en rouge. (b) Vue du dessus de la puce retirée de son embase. (c) Micrographie optique de cette même puce obtenue avec un objectif x5.

Nous allons maintenant analyser plus finement les surfaces qui composent la structure. Ainsi, la Figure I-7 présente un zoom réalisé avec un grossissement x100 de la zone encadrée en noir sur la Figure I-6.(c).

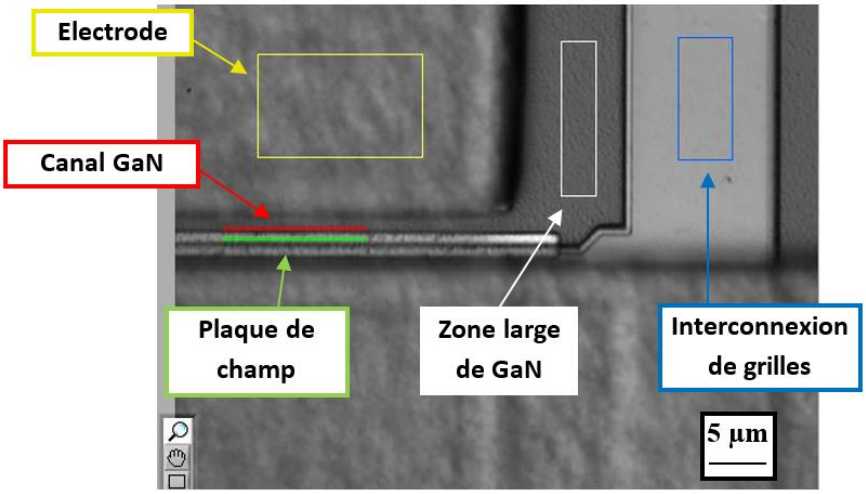


Figure I-7 : Microscopie optique de la région encadrée en noir sur la Figure I-6.(c). La plaque de champ, l'électrode et l'interconnexion de grille correspondent aux zones recouvertes d'or. Les deux autres sont constituées de GaN.

Cette micrographie met en évidence les cinq zones suivantes qu'il est possible d'observer avec une méthode optique :

- La plaque de champ qui permet d'étaler le champ électrique comme nous l'avons détaillé dans la partie précédente,

- L'électrode (celle encadrée en jaune sur la Figure I-7 est le drain),
- L'interconnexion de grille correspondant au plot d'épaississement reliant les grilles entre elles,
- Le canal GaN, qui est la couche au sein de laquelle est situé le gaz bidimensionnel d'électrons,
- La zone large de GaN qui est une couche non conductrice (soit par implantation, soit par gravure).

Dans le cadre d'une analyse comparative entre plusieurs méthodes, il est intéressant d'avoir le choix de caractériser les températures sur divers types de matériaux constituant le transistor, afin de collecter le plus possible d'éléments de comparaison, mais aussi de vérifier si ces méthodes permettent des mesures fiables sur différents types de matériaux et/ou si la mesure est possible uniquement sur des matériaux ayant des caractéristiques physico-chimiques particulières (composition chimique, rugosité de surface, etc…).

La Figure I-8 présente une vue en coupe du transistor obtenue par microscopie électronique à balayage (MEB), après une procédure de coupe par faisceau d'ions focalisés (coupe FIB, pour *Focused Ion Beam*). Les matériaux correspondant à la plaque de champ, aux électrodes, à la grille et à l'hétérostructure AlGaN/GaN sont mis en évidence. Le matériau à l'aspect pâteux à la surface du composant est un gel utilisé lors de la procédure de prélèvement de la coupe FIB. D'après le schéma de la Figure I-5.(a) les zones intéressantes à sonder sont situées au voisinage du point chaud, correspondantes au canal GaN et à la grille. Cependant, la présence de la plaque de champ nous contraint à devoir caractériser d'autres surfaces dans le cas de l'utilisation d'une méthode optique. Ainsi, la zone en GaN observable est excentrée d'environ 2 µm de la grille (Figure I-8), mais reste un matériau intéressant à analyser. La plaque de champ peut également représenter un matériau de choix, pour y estimer la chaleur qui sera transmise par conduction.

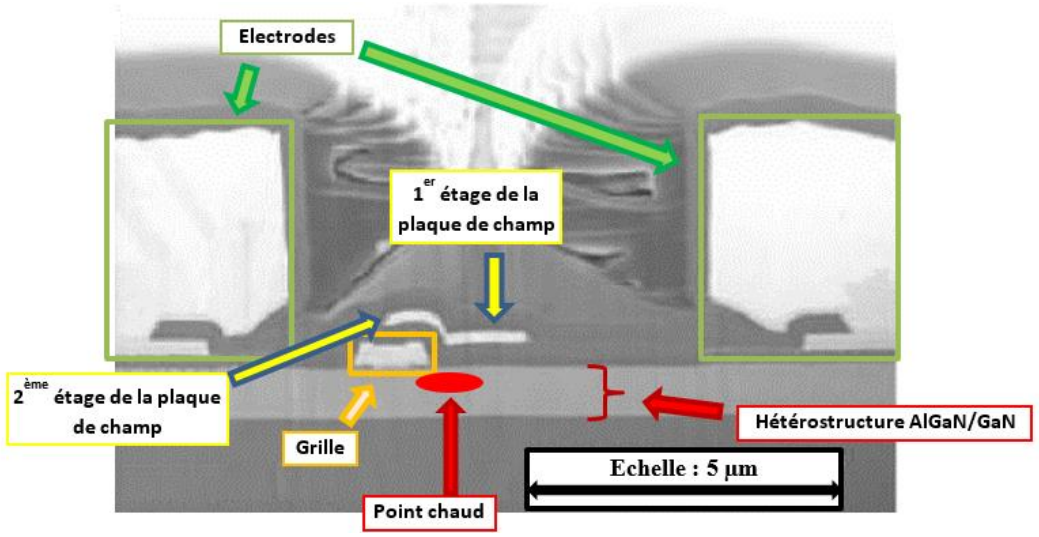


Figure I-8 : Vue en coupe par MEB donnée par le fournisseur du transistor. On y observe la grille, le 1er et le 2ème étage de la plaque de champ, les électrodes de source et de drain et l'hétérostructure AlGaN/GaN.

Dans la littérature, il est notifié que le point chaud se situe en sortie de grille côté drain [37, 38]. Ce point est mis en évidence en rouge sur la Figure I-8. On voit que la plaque de champ bloque l'accès à cette

zone par le dessus. Il est donc nécessaire de trouver une méthode qui permette de caractériser les régions au voisinage de ce point chaud. On peut donc inscrire dans notre cahier des charges les matériaux intéressants à caractériser, qui sont les suivants :

- Le canal GaN, dénommé ici comme la partie observable de l'hétérostructure AlGaN/GaN par le dessus de l'échantillon, est constitué d'une largeur de ≈ 1 µm, d'après la Figure I-7. De plus, la Figure I-8 montre que l'épaisseur de l'hétérostructure AlGaN/GaN est d'environ 1 µm.
- La plaque de champ, constituée de deux étages montrant des largeurs ≈ 1 µm par le dessus du composant (Figure I-7) et des épaisseurs ≈ 0,25 µm (Figure I-8).

Nous avons défini les propriétés électriques et thermiques impliquées dans les phénomènes de transfert de chaleur par conduction, opérant au sein des transistors HEMTs de la filière GaN que nous étudions. Nous avons également abordé l'origine du point chaud apparaissant à l'hétérojonction AlGaN/GaN, au pied de la grille côté drain, qui représente la zone que nous souhaitons sonder. Enfin, nous avons présenté le véhicule de test, représentatif des transistors utilisés par la société Thales, dont les propriétés physico-chimiques ainsi que leur condition d'accès pour la mesure influenceront le choix de la méthode de caractérisation thermique. La suite de ce chapitre sera consacrée à la description de ces différentes techniques de caractérisation. Nous analyserons d'abord les méthodes par contact, puis électriques et enfin, les méthodes optiques.

2 Méthodes par contact

Les techniques par contact physique permettant l'extraction de la température des composants électroniques dépendent de la nature du contact entre le transducteur et la zone étudiée.

En effet, ce contact physique peut se faire soit par contact unique comme pour la microscopie thermique à sonde locale, soit par contacts multiples comme pour la microscopie à cristaux liquides ou soit par recouvrement complet de la surface comme pour les méthodes de fluorescence. Le principe de mesure de toutes ces méthodes repose sur un transfert thermique par conduction entre la surface et la sonde.

2.1 Imagerie thermique par cristaux liquides

2.1.1 *Définition des cristaux liquides*

Les cristaux liquides sont caractérisés par un état intermédiaire entre la phase cristalline, où règne un ordre de position tridimensionnel et la phase liquide où n'existe aucun ordre. Grâce à leur ordre de position partiel (dimension 1 ou 2), les cristaux liquides possèdent les propriétés d'anisotropie des cristaux tout en ayant un aspect fluide. La plupart des cristaux liquides sont constitués de molécules organiques qui comportent au moins deux parties différentes, par leur structure (une partie rigide et une partie flexible) et par leurs propriétés (l'une hydrophile et l'autre hydrophobe). Les molécules, globalement neutres, peuvent posséder un moment dipolaire ce qui permet de les assimiler à un dipôle électrique permanent. Il existe de nombreuses phases pour les cristaux liquides que l'on peut répertorier dans 3 grandes « familles » qui sont illustrées sur la Figure I-9.

- La phase smectique possède un ordre de position à une seule dimension, le matériau étant stratifié en couches pouvant glisser les unes par rapport aux autres. Dans chacune des couches, les molécules possèdent la même orientation.
- La phase nématique est la plus employée pour les applications en électronique. Elle est caractérisée par l'absence d'ordre de position. Seul un ordre d'orientation est présent et une direction moyenne est définie.
- La phase cholestérique rejoint la phase nématique mais en plus, son vecteur directeur possède une orientation périodique hélicoïdale ce qui est très intéressant pour les applications en électronique, comme l'affichage digital.

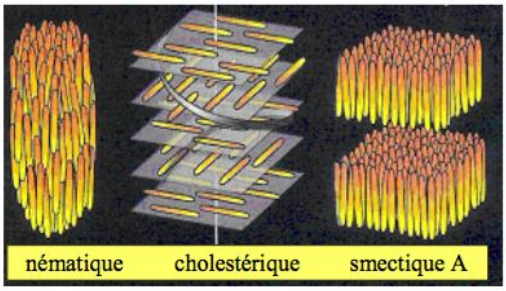


Figure I-9 : Les trois grandes familles de cristaux liquides [39].

Les cristaux liquides (ou polymères mésophases) possèdent les propriétés mécaniques des liquides et les propriétés optiques des corps solides. Il existe des états intermédiaires entre les liquides isotropes amorphes et les solides cristallins selon que l'alignement de leurs structures cristallines soit dépendant de la pression, du champ électromagnétique, des contraintes de cisaillement et de la température.

2.1.2 *Mesures de l'auto-échauffement*

Pour effectuer des mesures de température, il est nécessaire d'utiliser des cristaux liquides thermotropiques ou thermochromiques [40] car leurs structures moléculaires dépendent de la température. Nous allons nous intéresser uniquement aux cristaux liquides thermochromiques tels que les cristaux liquides smectiques et les cristaux liquides nématiques chiraux.

Comme le montre la Figure I-10, les molécules qui ont une forme de « cigare » sont positionnées parallèlement les unes aux autres dans la phase cristalline solide (Figure I-10.(a)).

En augmentant leur énergie thermique, à partir d'une température seuil dite de transition vitreuse (T_g pour *glass temperature*), les cristaux liquides finissent par se libérer de leurs voisins et s'orientent suivant une direction moyenne mais ne sont plus parallèles les uns aux autres (Figure I-10.(b)). Ainsi, cette phase est intermédiaire entre la phase cristalline (Figure I-10.(a)) et celle de l'état amorphe isotrope des liquides (Figure I-10.(c)).

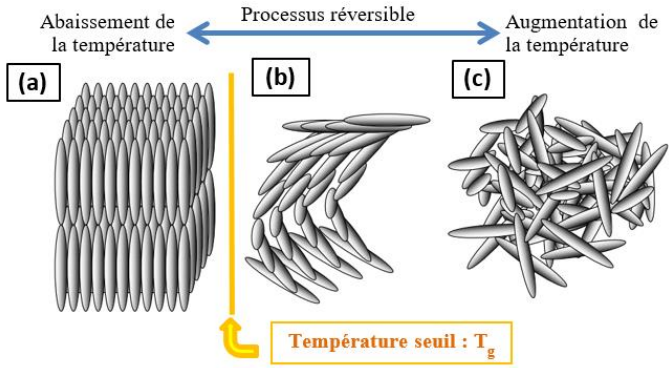


Figure I-10 : Représentations schématiques des différentes phases des cristaux liquides : (a) cristallin, (b) chiral nématique et (c) liquide isotrope [41].

Les cristaux liquides chiraux nématiques ou cholestériques sont particulièrement intéressants pour les mesures de température (en anglais LCT : *Liquid Cristal Thermography*). Dans la phase chirale nématique, les molécules sont alignées parallèlement les unes par rapport aux autres dans des couches moléculaires qui ont une épaisseur d'environ 0,3 nm [40]. L'alignement des molécules d'une couche est différent de celui de la couche suivante et ainsi de suite, comme illustré sur la Figure I-11.(a). Ce changement de direction de l'alignement des molécules d'une couche à l'autre est défini par un angle de torsion qui augmente lorsque la température augmente.

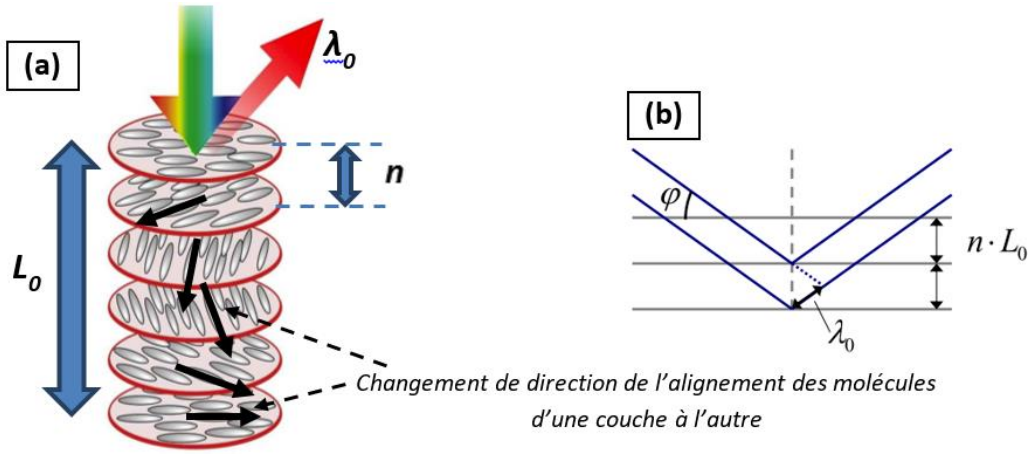


Figure I-11 : (a) Structure hélicoïdale des cristaux liquides chiraux nématiques. (b) Longueur d'onde réfléchie en fonction de l'angle d'incidence et de la longueur de pas [42].

Suivant l'angle de torsion caractérisant les cristaux liquides chiraux nématiques, certaines longueurs d'onde de la lumière sont réfléchies alors que d'autres sont transmises. Cela se traduit par des interférences comme le montre la Figure I-11.(b). La longueur du pas de l'hélice est la distance dans la direction de l'axe de rotation qui est nécessaire pour que le vecteur donnant la direction de l'alignement des molécules dans une couche fasse une rotation de 360°. La loi de Bragg permet de calculer la longueur d'onde de la lumière diffractée par les cristaux liquides (Eq. I-11).

$$\lambda_0 = L_0 . n . sin\varphi \qquad \textbf{Eq. I-11}$$

La longueur d'onde du faisceau diffracté λ_0 dépend du nombre naturel de pas n, de la longueur de pas L_0 et de l'angle d'incidence du faisceau φ (Figure I-11.(b)). Cette longueur d'onde sera utile pour déterminer la température. Une augmentation de température implique celle de l'angle de torsion entre les différentes couches moléculaires, ce qui engendre une diminution de la longueur de pas donc de la longueur d'onde du faisceau diffracté.

De ce fait, la variation de la longueur d'onde diffractée va entraîner une évolution de la nuance de couleur. Afin de quantifier la perception des couleurs à l'aide d'une seule variable, il est usuel d'employer la teinte, nommée *H* (pour *hue* en anglais), appartenant à l'espace HSI [41], pour Teinte, Saturation et Intensité (*Hue, Saturation* et *Intensity*). En effet, une couleur particulière peut être attribuée à une seule valeur de *H*, il est ainsi possible de réaliser une courbe de calibration de la teinte *H* en fonction de la température [42].

Il est important de préciser que ces teintes de couleur ne sont visibles que lorsque le cristal liquide est dans sa forme chirale nématique (Figure I-10.(b)). En dehors de cette fenêtre d'activité et pour tous les cristaux liquides, ces derniers apparaissent transparents car les cristaux sont soit solides (basse température) soit liquides (haute température) [41]. Cela représente une limite car ces fenêtres d'activité correspondent à des intervalles de température de l'ordre de 0,5 à 40 K [43]. Cela implique d'avoir une idée de la température que l'on va caractériser.

Parmi tous les cristaux liquides thermochromiques, les fenêtres d'activité peuvent être contenues entre -30 et +120 °C [44] : cette technique n'est donc pas adaptée pour les composants qui s'échauffent à une température au-delà de 120 °C.

Le protocole expérimental de cette technique se déroule en plusieurs étapes ; d'abord choisir les cristaux liquides appropriés dont la gamme de température permettra de mesurer la température du matériau étudié. Ces cristaux liquides sont ensuite calibrés en température afin de relier la valeur de température à la valeur de la teinte *H* de la lumière réfléchie. Une couche de peinture noire est ensuite déposée à la surface du matériau de test afin d'augmenter le contraste de la lumière émise, puis les cristaux liquides sont déposés avec une épaisseur de quelques micromètres. Un exemple est montré sur la Figure I-12.(a).

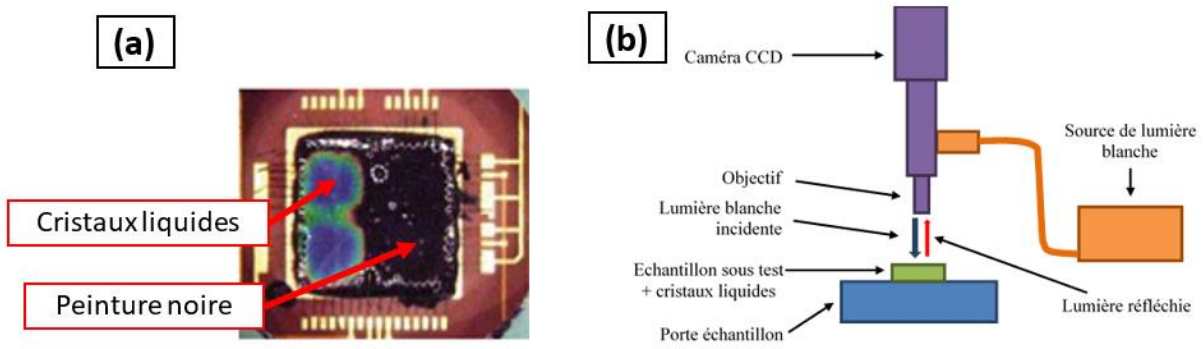


Figure I-12 : (a) Vue du dessus d'un échantillon où l'on a apposé des cristaux liquides et de la peinture noire [44]. (b) Schéma de principe de la mesure.

Les cristaux peuvent être déposés soit sous leur forme d'origine soit encapsulés. Sous leur forme pure, les cristaux liquides sont plus sensibles à l'environnement tel que l'oxygène ou les ultraviolets, mais peuvent également réagir chimiquement avec l'échantillon. La forme encapsulée protège le composant de ces réactions chimiques, mais les propriétés réflectives deviennent moins bonnes. Le contact avec la surface est aussi moins efficace et les résolutions spatiale et en température sont également moins bonnes [41].

Enfin, la surface du composant polarisé est éclairée par de la lumière blanche et la teinte *H* de la lumière réfléchie est détectée et analysée par une caméra couleur afin de mesurer la température. Le schéma de principe de cette technique est présenté sur la Figure I-12.(b).

Il est important de noter que la lumière blanche incidente ne doit pas être constituée d'ondes électromagnétiques infrarouges ou ultraviolettes, car elles peuvent dégrader la surface des cristaux liquides et par conséquent, produire des signaux erronés [44].

Cette technique est intéressante car les résolutions thermique et spatiale annoncées sont de ± 0,1 °C et ≈ 1 µm [44] mais présente plusieurs inconvénients. D'abord, cette méthode est destructive à cause de la présence de la peinture noire et des cristaux liquides sous leur forme pure. Ensuite, Il est difficile de réaliser une épaisseur uniforme des couches, ce qui engendre une mauvaise précision des mesures. De plus, il est nécessaire d'avoir au préalable une idée de la température du composant que l'on veut caractériser, et il est impossible de mesurer des températures au-delà de 120 °C. Enfin, la technique n'est pas adaptée pour des topologies micrométriques.

Nous allons maintenant évoquer une autre technique, l'imagerie thermique par fluorescence microphotographique, qui repose également sur le dépôt d'une couche active recouvrant la surface du composant.

2.2 Imagerie thermique par fluorescence microphotographique

Le principe de l'imagerie thermique par fluorescence (en anglais FMT : *Fluorescence MicroThermography)*, semblable à celui de la méthode de caractérisation par les cristaux liquides, utilise la luminescence des terres rares. En effet, l'excitation de ces éléments chimiques par un laser entraine une émission de lumière dont l'intensité dépend de la température, comme montré à la Figure I-13.

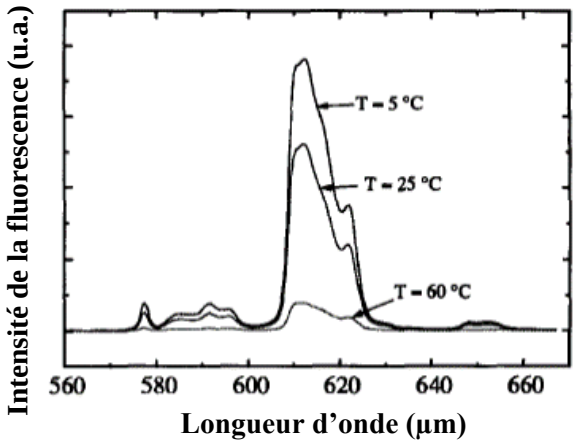


Figure I-13 : Spectre d'émission de l'EuTTA pour différentes températures [45].

La terre rare utilisée le plus souvent est l'Europium ThenoylTrifluoroAcetonate (EuTTA) qui produit une bande de fluorescence à 612 nm [45]. La Figure I-14 décrit le banc d'imagerie thermique FMT.

Après avoir déposé une couche d'EuTTA d'environ 1 µm d'épaisseur sur la surface de l'échantillon par spin-coating, ce dernier est éclairé par un laser UV et la bande de fluorescence émise par la couche constituée de terres rares est analysée. Cette fluorescence est collectée par une caméra CCD à laquelle on associe un filtre interférentiel à bande très étroite (± 2 nm) ayant une transmission maximale centrée à 612 nm afin de ne détecter que les signaux provenant de I'EuTTA [46]. Cette raie de fluorescence est présentée sur la Figure I-13. Cette technique nécessite l'utilisation d'une courbe de calibration qui exprime la variation de l'amplitude de la fluorescence en fonction de la variation de la température. Cette relation est obtenue par régression linéaire de la courbe de calibration :

$$ln\left(\frac{F_{Ref}}{F_T}\right) = A.\Delta T \qquad \textbf{Eq. I-12}$$

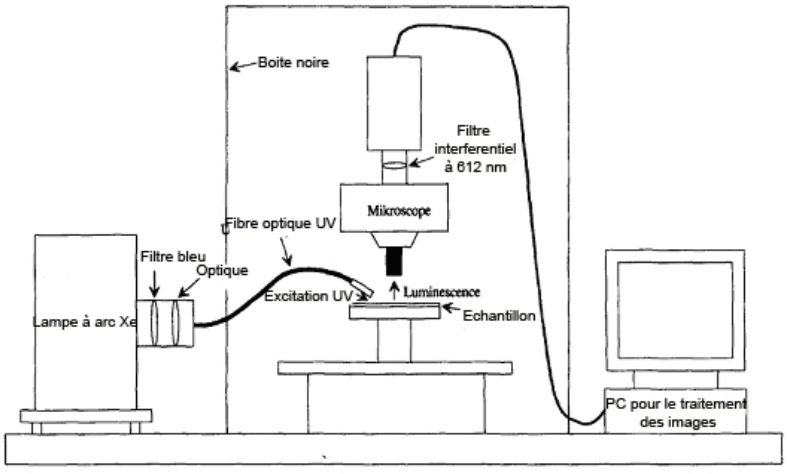


Figure I-14 : Schéma de principe du FMT [47].

Avec F_{Ref} et F_T (u.a.) les amplitudes de la fluorescence, respectivement à température ambiante et en mode opérationnel du transistor, A (K^{-1}) est le coefficient directeur de la courbe de tendance de la calibration et ΔT (K) l'élévation de la température de la couche à partir de la température ambiante.

Cette technique possède une sensibilité de l'ordre de ± 2 °C et une résolution spatiale annoncée inférieure à 1 µm. Cependant, il n'est pas possible de mesurer des températures supérieures à 60 °C car la fluorescence de l'EuTTA décroit exponentiellement avec la température (Figure I-13) [45]. Il est possible d'utiliser une autre terre rare telle que le perdeutero-(tris-6,6,7,7,8,8,8-heptafluoro-2,2-dimethyl-315-octandionato) europium (dEuFOD) [46]. Ce composé a une structure et des propriétés d'absorption et d'émission similaires à celles de I'EuTTA. Il pourrait être utilisé pour des températures allant jusqu'à 200 °C environ mais est considéré comme moins fiable que l'EuTTA à cause de sa plus faible sensibilité à la température [46, 48]. Pour ces raisons, aucun résultat concernant la mesure de température en utilisant une couche de dEuFOD n'a encore été publié à ce jour.

Cette technique partage plusieurs inconvénients avec les cristaux liquides, qui sont liés à la faible reproductibilité des mesures et l'impossibilité d'adapter les couches à des systèmes constitués d'espaces grille-drain micrométrique.

Nous présentons maintenant la dernière technique par recouvrement, utilisant des micro-résistances intégrées dans les HEMTs.

2.3 Méthode basée sur l'utilisation de micro-résistances intégrées

Cette technique initiée en 2001 [49], a été développée sur des transistors AlGaN/GaN en 2015 à l'Université de Sherbrooke [50]. La méthode consiste à intégrer des micro-résistances (en anglais µRTD : *MicroResistance Thermometer Detector*) au sein du composant, de chaque côté du doigt de grille, afin d'extraire la température en mesurant la résistance de la couche en apposant des pointes électriques sur les plots de contact électrique déportés à l'extérieur du HEMT (voir Figure I-15.(a)). Ces micro-résistances sont donc insérées dans le composant durant le procédé technologique de fabrication. Ce dernier est expliqué en détail dans la thèse de O. Arenas [50].

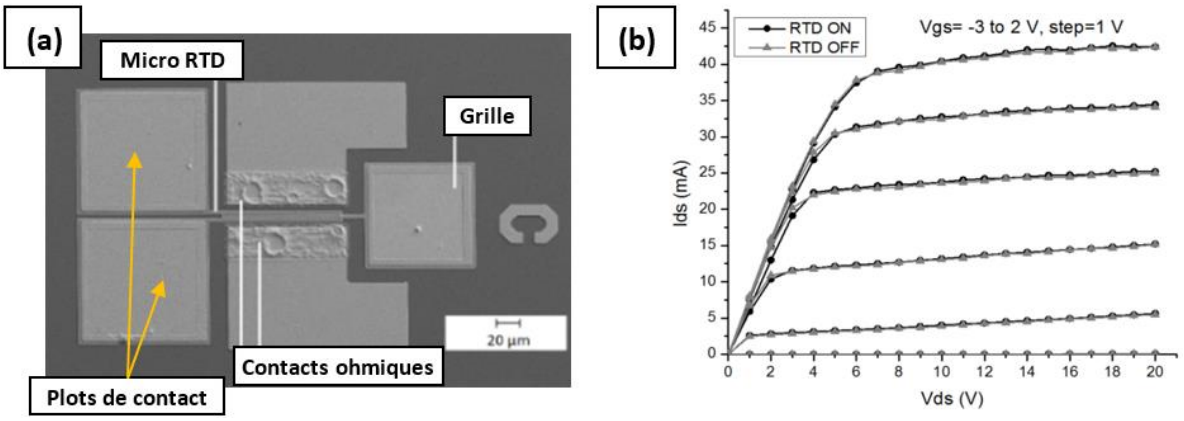


Figure I-15 : (a) Micrographie d'un HEMT AlGaN/GaN mono-doigt avec µRTD intégré, définie par 2 couches de 112,5 x 3,5 µm² [51]. (b) Comparaison des courbes I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) d'un HEMT AlGaN/GaN avec le µRTD non polarisé (RTD OFF) ou polarisé à I_{RTD} = 0,3 mA (RTD ON) [51].

Une fois le microsystème fabriqué, il est nécessaire d'évaluer l'impact de la polarisation des µRTD sur les caractéristiques électriques du HEMT. Pour cela, les caractéristiques électriques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) ont été mesurées avec et sans polarisation des µRTD (voir Figure I-15.(b)). On remarque que les caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) sont identiques dans les deux cas. Ainsi, nous pouvons conclure que la polarisation choisie des capteurs µRTD n'a aucun impact sur les caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) des transistors.

L'étape suivante correspond à la calibration de la résistance des µRTD en fonction de la température. D'après l'étude, ces courbes de calibration permettraient de déterminer des élévations de température au niveau du canal [51]. Ces résultats sont exposés sous forme de caractéristiques I_{DS}-V_{DS}-T_{ch} du dispositif, pour un HEMT AlGaN/GaN sur substrat saphir à la Figure I-16.(a) et sur substrat SiC à la Figure I-16.(b) [51]. La température de référence ($T_{réf}$ = 20 °C) représente celle du support sur lequel est fixé le composant.

D'après la Figure I-16.(a) et la Figure I-16.(b), les températures obtenues à V_{DS} = 20 V et V_{GS} = 2 V (I_{DS} ≈ 45 mA) sont de 210 et 50 °C, respectivement pour les HEMTs sur substrat saphir et SiC. Cette tendance est en accord avec la littérature [52, 53], et s'explique essentiellement par une conductivité thermique plus grande du SiC par rapport à celle du saphir (K_{th} = 420 contre 35 $W.m^{-1}.K^{-1}$ à 300 K [54]). Plus la conductivité thermique du substrat est faible et plus l'échauffement est important, à cause d'une moins bonne capacité à dissiper la chaleur.

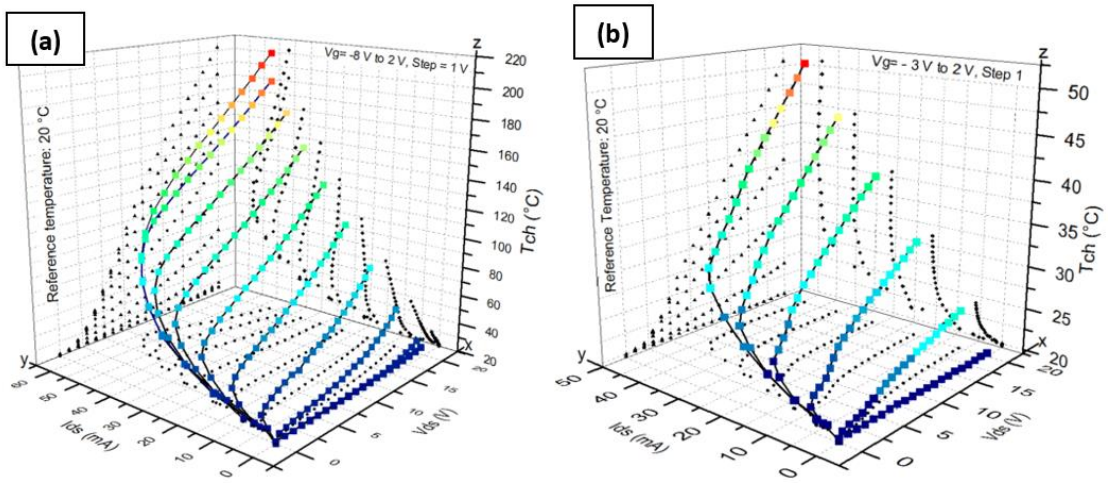


Figure I-16 : Caractéristiques I_{DS}-V_{DS}-T_{ch} pour des HEMTs AlGaN/GaN (a) sur substrat saphir et (b) SiC [51].

L'objectif de cette étude est de développer une technique de caractérisation thermique simple, peu dispendieuse en déterminant la température directement au plus près du canal. Ce dernier critère semble être celui le plus discutable car la mesure est moyennée tout le long de la couche du µRTD. Pour ces raisons, cette technique ne semble pas permettre la mesure locale de la température.

Nous pouvons noter d'autres désavantages : le dépôt de couche de µRTD ne peut pas se faire sur des transistors à trop faible espace grille-drain ou grille-source, et l'intégration des µRTD doit être réalisée lors de la fabrication du composant. Tous ces détails font que cette technique n'est pas envisageable pour tester des composants du commerce. Enfin, l'incorporation des µRTD peut également modifier le

comportement de la dissipation thermique du composant, dont le degré d'impact n'a pas encore été étudié.

La prochaine méthode par contact qui sera présentée s'éloigne des principes de fonctionnement de celles étudiées jusqu'ici. En effet, sa particularité est de mesurer la température à partir d'un contact local avec le composant.

2.4 Microscopie thermique à balayage en champ proche

Cette méthode repose sur l'utilisation d'un microscope à force atomique (en anglais AFM : *Atomic Force Microscope*) utilisant une pointe spécifique adaptée dont le signal issu de l'interaction entre la pointe et le matériau sera sensible à la température.

Le fonctionnement de l'AFM est basé sur la détection des forces interatomiques s'exerçant entre une pointe associée à un cantilever (Figure I-17 (a)) et la surface d'un échantillon. Le cantilever commande le balayage latéral x, y et le mouvement vertical z [55]. Le diamètre de la pointe est d'environ 4 µm et son rayon de contact de l'ordre de 50 nm [56, 57]. Lorsque la pointe est amenée au contact de l'échantillon, la force de répulsion pointe-échantillon défléchit le cantilever. Un système optique permet alors de détecter cette déflexion avec un faisceau laser focalisé sur le dessus du cantilever qui le réfléchit vers un photodétecteur (Figure I-17.(a)). Les variations d'intensité reçues ainsi par le photodétecteur traduisent les déplacements verticaux du cantilever qui peuvent être mesurées après étalonnage.

L'AFM fonctionne généralement à déflexion constante, c'est-à-dire à force (ou interaction) constante entre la pointe et l'échantillon. Ainsi, pendant le balayage latéral, les variations de topographie de l'échantillon génèrent un mouvement vertical compensatoire de la céramique piézo-électrique [58]. L'ensemble de ces mouvements permet d'obtenir une image tridimensionnelle de la topographie de surface de l'échantillon. La Figure I-17.(b) présente une image AFM d'un transistor HEMT AlGaN/GaN. On distingue les contacts ohmiques de drain et de source, ainsi que la grille de 1 µm de longueur.

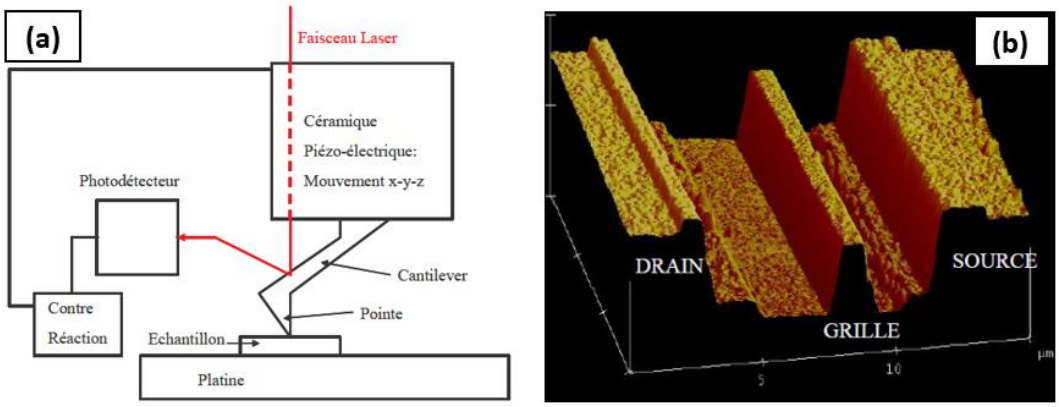


Figure I-17 : Schéma de principe d'un microscope à force atomique (a) et mesure de la topographie de la zone drain-source d'un HEMT AlGaN/GaN (b) [20].

La topographie du composant, ainsi que les mesures thermiques, sont réalisées avec le mode « tapping » de l'AFM. Le principe de ce mode de mesure est tel que la pointe ne rentre pas en contact

avec la surface. Elle oscille verticalement à l'extrémité du cantilever servant de ressort, et effleure périodiquement la surface à mesurer. L'interaction surface-échantillon est détectée par réduction d'amplitude imposée à la pointe, lorsqu'elle touche l'échantillon en fin d'oscillation. L'amplitude de la déflexion périodique du laser renseigne sur l'amplitude de l'oscillation modifiée par l'interaction de la pointe avec la surface.

En utilisant le système AFM, il est possible d'obtenir simultanément une topographie et une thermographie à des échelles submicroniques. Plusieurs types de pointes existent qui sont à adapter en fonction du mode de fonctionnement, mais le principe physique de thermométrie reste le même [59]. Un exemple d'une sonde est montré sur la Figure I-18(a). Elle est constituée ici de Si_3N_4 et de palladium. Quatre lignes en or sont connectées à la pointe, pour permettre une mesure précise de sa résistance [56].

Le principe de la microscopie thermique à balayage en champ proche (en anglais SThM : *Scanning Thermal Microscopy*) consiste à placer un détecteur de température en bout de pointe. Ce dernier utilise le mode tapping de l'AFM. Ce capteur est une thermistance alimentée en courant et un suivi de la tension de polarisation nous donne la température en chaque point parcouru par la pointe. Il est donc nécessaire de calibrer préalablement le système en fonction de la température (Figure I-18(b)).

Cependant, la calibration n'est généralement pas réalisée directement sur l'échantillon utilisé lors des mesures en fonctionnement. En effet, la pointe et les lignes d'accès à l'intérieur sont très sensibles à la température. En apposant une surface chaude près de la pointe, on échauffe non seulement cette pointe mais aussi tout le système d'accès en amont. La dérive de la tension ne correspond donc pas uniquement à l'échauffement de la pointe, ce qui constitue une erreur importante sur l'étalonnage. La calibration est donc réalisée à l'aide d'un dispositif externe ; par exemple en approchant la pointe d'un matériau étalon de taille micrométrique (tel que le GaN) [60]. Ce procédé permet de ne pas dégrader l'équipement, mais ne représente pas les conditions réelles en régime opérationnel.

Une autre limite de cette méthode est qu'il est nécessaire d'avoir un isolant (ou diélectrique Si_3N_4, SiO_2 ou Al_2O_3) entre la pointe et la surface métallique, afin d'éviter de détruire la micro-thermistance par court-circuit. Du coup si la pointe n'est pas passivée, il n'est pas possible de caractériser des surfaces métalliques nues. L'inconvénient de passiver la pointe est que cela accroit son encombrement et modifie sa topologie, et donc dégrade la résolution spatiale et l'incertitude de mesure. Des artefacts de mesure peuvent être observés du fait de la proximité avec les plots de connexion [61].

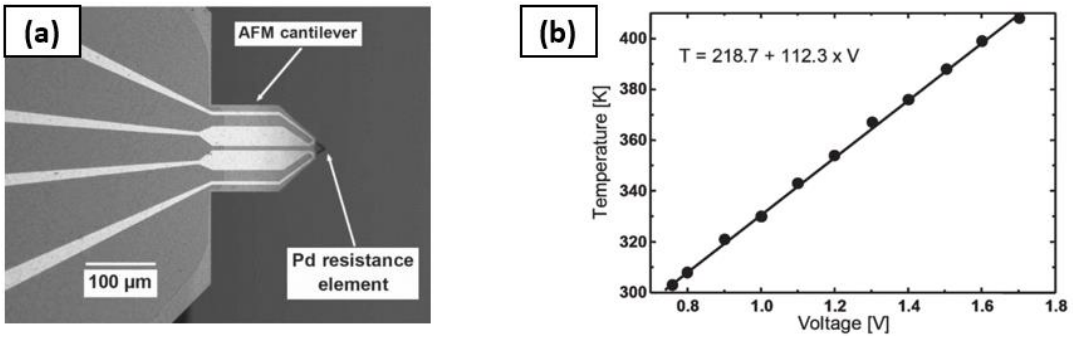


Figure I-18 : (a) Combinaison de la thermistance avec l'AFM. La sonde thermique est représentée par la résistance en palladium au bout de la pointe en Si_3N_4. (b) Courbe de calibration de la température en fonction de la tension de la thermistance [56].

Une autre variante de l'utilisation de l'AFM pour la mesure de la température se nomme la microscopie à mesure de dilatation thermique, SThEM (en anglais *Scanning Thermo-Elastic Microscope*) [20, 62 - 64]. Le principe de cette méthode consiste à déterminer la température d'une zone en considérant la dilatation locale des matériaux de la structure en surface. Comme avec la méthode SThM, le mode *tapping* est utilisé et les oscillations du cantilever sont réalisées de telle sorte que la distance entre la pointe et la surface reste constante, la différence réside dans le choix de la sonde thermique « active » qui fait office de thermomètre.

Un des inconvénients de cette méthode est que l'épaisseur des plots d'or induit une inhomogénéité de l'expansion de la dilatation dans le composant, susceptible de provoquer des erreurs de mesure. De plus, les mesures n'ont pas encore été possibles sur des espaces grille-drain inférieurs à 1 µm, ce qui rend l'adaptation de cette méthode difficile pour l'étude de composants du commerce. Enfin, la caractérisation en mode pulsé n'est pas possible à ce jour.

2.5 Conclusion sur l'utilisation des méthodes par contact

Les méthodes qui viennent d'être présentées permettent principalement d'effectuer des cartographies de température, avec des résolutions spatiales annoncées de l'ordre du micromètre.

Le Tableau I-2 présente une synthèse des résolutions des méthodes par contact. La colonne « cartographie » vise à présenter les méthodes dont les résultats peuvent être extraits sous forme de cartographie. Les valeurs des résolutions temporelles sont absentes du fait que la caractérisation thermique en régime pulsé n'a pas encore été étudiée avec ces techniques.

Les principaux avantages de ces techniques sont les suivantes : les trois premières méthodes présentées dans ce tableau sont celles qui sont les moins coûteuses et peuvent donner des résultats rapidement. Tandis que la dernière permet des mesures avec de meilleures résolutions spatiales.

Méthodes	Résolutions		Cartographie	Particularités
	x (µm)	T (K)		
LCT [41]	≈ 1	0,1	Oui	Transition phase, contact, couche ajoutée
FMT [46]	0,5	0,05	Non	Contact, photoluminescence, couche ajoutée
µRTD [50]	1	5	Non	Contact, couche ajoutée, capteur intégré
SThM [56]	0,05	0,1	Oui	Contact, AFM, passivation

Tableau I-2 : Bilan des résolutions des méthodes de caractérisation thermique par contact.

Cependant, plusieurs inconvénients importants ont pu être relevés, rendant les méthodes par contact inadaptées à notre problématique : tous ces procédés sont destructifs et plusieurs problèmes résident dans l'étape de dépôt des couches actives. En effet, l'établissement de couches minces peut engendrer des inhomogénéités de dépôt et les contraintes de préparation sur des faibles espaces grille-

drain ne favorisent pas une parfaite reproductibilité des mesures [41]. De plus, aucun banc pulsé n'a encore été réalisé à ce jour. Aussi, chaque méthode possède d'autres limites spécifiques :

- Les cristaux liquides nécessitent de connaitre à l'avance les températures du composant. Il n'existe pas de cristaux liquides qui permettent des caractérisations thermiques au-delà de 120 °C,
- La gamme de température exploitable de la méthode FMT est encore plus faible et ne peux être utilisée au-dessus de 60 °C,
- La méthode par l'utilisation de µRTD nécessite l'intégration de microrésistances au moment du procédé technologique de fabrication des composants,
- La technique SThM ne permet pas de travailler sur des distances grille-drain inférieures au micromètre et l'AFM ne peut pas travailler en régime impulsionnel.

3 Méthodes électriques

Les méthodes électriques utilisent les connectiques du composant et exploitent des propriétés électriques dépendantes de la température [65]. Ces méthodes sont utilisées aussi bien dans le domaine industriel qu'universitaire et ont l'avantage d'éviter des montages dispendieux et complexes. Trois méthodes seront présentées ici, la méthode par coïncidence, par tension de seuil et par impédance.

3.1 Méthode par coïncidence

Cette technique, aussi appelée méthode I-V pulsé, est surement la méthode électrique la plus utilisée grâce à sa mise en place aisée et son interprétation rapide de la température.

3.1.1 *Principe*

La technique repose sur la chute de la mobilité et de la vitesse de saturation des porteurs avec la température. Cette chute de la mobilité se traduit par l'abaissement du courant de drain que l'on peut constater sur des caractéristiques électriques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) [14, 66 - 68]. Le courant de drain étant dépendant de la température, ce sont donc les caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) du transistor qui vont être exploitées. Pour cela deux groupes de courbes I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) vont être utilisés :

Le premier est un groupement de mesures-étalons obtenues en mode pulsé (largeur de pulse de l'ordre de la centaine de nanosecondes) pour plusieurs températures de semelle. Ces caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) sont représentées en traits pleins sur la Figure I-19. Le mode pulsé permet d'obtenir les courbes I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) en s'affranchissant de l'auto-échauffement à partir du point de repos V_{DS} = 0 V et V_{GS} = 0 V. Le choix du point de repos a été choisi pour deux raisons :

- Du point de vue de la thermique, le composant entre deux impulsions doit être à la même température ambiante ce qui impose un point de repos pour lequel aucun courant ne passe, ainsi la puissance dissipée doit être nulle.
- Du point de vue électrique, la polarisation électrique introduit un changement d'équilibre dans la répartition des charges électriques et peut faire intervenir des effets de pièges [69].

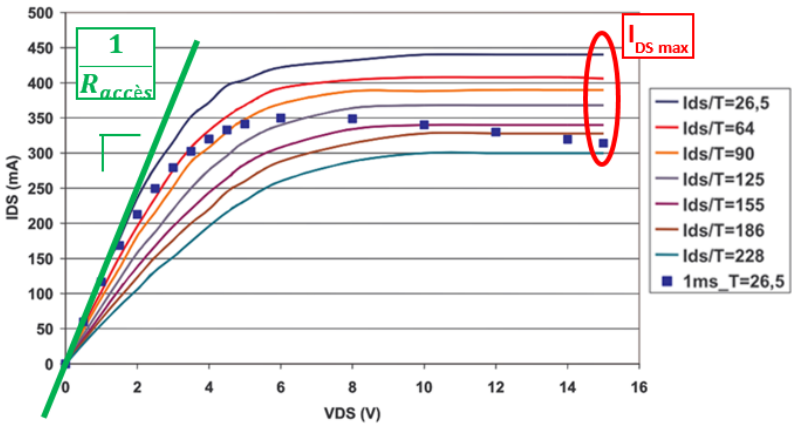


Figure I-19 : Représentation de la méthode par coïncidence pour la mesure de la température d'un signal en pseudo-continu à 1 ms [20].

Nous pouvons constater sur la Figure I-19, la dégradation des caractéristiques électriques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) avec l'augmentation de la température de semelle entre 26,5 et 228 °C. Ces dégradations sont mises en évidence par la variation de deux propriétés électriques : l'abaissement du courant de drain ($I_{DS\ max}$) pour la tension la plus élevée, et l'augmentation de la résistance d'accès ($R_{accès}$) représentée par l'inverse de la tangente en vert sur la Figure I-19.

Pour établir les points expérimentaux du deuxième groupe de mesures, plusieurs valeurs de I_{DS} sont extraites à partir de différentes conditions de polarisation à $V_{DS} > 0$ V et $V_{GS} = 0$ V (correspondant aux mêmes conditions de polarisation que ceux des mesures-étalons), comme le montre la caractéristique I_{DS} (V_{DS}) symbolisée par les carrés bleus sur la Figure I-19. La différence avec les pulses du premier groupe de mesures est que les impulsions sont plus longues (≥ 1 ms). Le régime de polarisation du composant est alors considéré comme quasi continu afin d'observer l'effet de l'auto-échauffement du HEMT, tout en évitant des effets de pièges [33, 66]. Cet effet de température peut être constaté sur la courbe composée de carrés bleus à la Figure I-19, par l'affaissement de I_{DS} dans le régime de saturation ($V_{DS} > 6$ V) [70]. C'est à partir de ce groupe de mesures que sera déterminée la température d'échauffement du transistor.

En superposant ces deux groupes de mesures, on peut attribuer une température à chaque couple de valeurs I_{DS}, V_{DS} du deuxième groupe en les faisant « coïncider » avec les caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) du premier, dont on connait la température. A partir de ces mesures, on peut déterminer la température pour plusieurs points de polarisation. Ainsi, sur la Figure I-19, la température du composant est de 186 °C pour $V_{DS} = 12$ V.

Cette technique a fait l'objet d'un brevet déposé par C. Toland, ingénieur au sein de Thales Air Systems, afin de caractériser la température d'échauffement d'un transistor durant un pulse de polarisation [71]. Un schéma explicatif est présenté sur la Figure I-20.

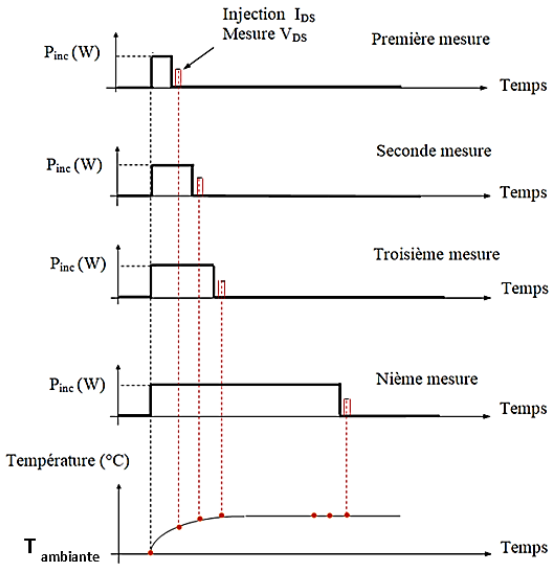


Figure I-20 : Schéma explicatif de la méthode de caractérisation thermique en mode pulsé par mesure de coïncidence [71].

Préalablement, des mesures-étalons de caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) sont réalisées en fonction de températures connues, de la même manière que sur la Figure I-19. La méthode consiste à injecter un pulse, que l'on peut nommer pulse 1, dont la durée variable est contrôlée par programmation (en traits noirs sur la Figure I-20). Ce pulse est suivi instantanément d'un pulse d'analyse, que l'on nommera pulse 2, de quelques dizaines de nanosecondes (traits rouges). Le pulse 2 en rouge permet d'extraire une valeur de I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}), que l'on reporte sur les mesures-étalons préalablement effectuées, afin d'obtenir une température. Cette dernière correspond à la température du transistor, lors du front du pulse 1 précédent. En réitérant cette procédure et en augmentant progressivement la durée du pulse 1. On peut déterminer l'évolution de la température du HEMT en fonction de la durée du pulse 1. En réalisant le pulse 2 plusieurs fois de suite après le pulse 1, il est également possible d'observer l'allure de la température lors du refroidissement du HEMT.

Cependant, il est notifié que le pulse 2 est envoyé juste après la fin du pulse 1, nous notons qu'un laps de temps entre ces deux pulses peut mener à un refroidissement du composant et fausser la mesure de la température du composant [71]. Les résolutions en temps annoncées sont de l'ordre de 50 ns [71] et pour obtenir la résolution spatiale il est nécessaire de prendre en compte ce que l'on appelle la longueur de diffusion thermique.

3.1.2 *Longueur de diffusion thermique*

Une notion importante est à prendre en compte pour toutes les méthodes électriques. Étant donné que le principe de mesure repose principalement sur l'établissement d'impulsion, qu'elle soit courte ou non, il est nécessaire de connaitre jusqu'à quelle profondeur progresse son empreinte thermique dans le composant. On l'estime en utilisant la longueur de diffusion de l'onde thermique dans les matériaux étudiés.

La diffusion de la chaleur peut être assimilée à la propagation d'une onde thermique [33]. Ainsi, à un temps donné on associe une longueur de diffusion de la chaleur µ qui limite la zone d'échauffement dans

la structure. La position du front de chaleur dans la structure définit l'endroit où la température est mesurée. Pour le cas du HEMT, la chaleur est initiée au niveau du canal.

$$\mu = \sqrt{\frac{2.K}{\rho.C_P.\omega}} = \sqrt{\frac{K.\tau}{\rho.C_P.\pi}} \qquad \text{Eq I-13}$$

Avec K la conductivité thermique du milieu, ρ la masse volumique, C_p la chaleur massique, ω la pulsation de la source et τ la durée du pulse de la source de chaleur.

Matériau à 300 K	Conductivité thermique K ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	Capacité calorifique C_p ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	Densité ρ ($kg.m^{-3}$)
GaN wurtzite	130 [72]	487 [73]	6150 [73]
SiC - 6H	490 [74]	690 [75]	3211 [74]

Tableau I-3 : Valeurs utilisées pour le calcul de la longueur de pénétration de l'onde thermique.

Le Tableau I-3 montre que pour le nitrure de gallium, à un temps de pulse de 100 ns (comme les mesures étalons) la longueur de diffusion de l'onde thermique est de 1,2 µm dans la structure. L'information thermique obtenue est donc moyennée sur une profondeur de 1,2 µm à partir du canal, multipliée par la surface définie par le canal bidimensionnel. Par comparaison, on obtient µ = 2,7 µm pour le SiC-6H avec la même durée de pulse. Ce constat semble logique puisque la conductivité thermique de ce substrat est plus grande que celle du GaN et sa densité presque deux fois plus petite (Tableau I-3). Cela signifie que la longueur de diffusion thermique augmente, lorsque le front de chaleur du pulse atteint le substrat. Dans notre cas où la couche de GaN est d'environ 1 µm d'épaisseur, l'information de la température dans le sens vertical correspond donc à une valeur moyennée de la couche de GaN et d'une partie du SiC.

Il est important de rappeler que les mesures de température sont réalisées avec des largeurs de pulse supérieures à 1 ms, afin d'observer l'effet thermique. Dans ces conditions, la profondeur de pénétration est d'environ 120 µm si l'on considère que l'onde ne progresse que dans du GaN.

Pour le cas des mesures thermiques d'un composant polarisé en régime pulsé, l'augmentation progressive de la durée de ces pulses élargit également le volume exploré par l'onde thermique induite. Cette méthode permet néanmoins de mettre en évidence les effets de pièges dans les transistors [20, 76].

3.1.3 *Conclusion*

La technique de mesure de la température par la méthode de coïncidence est une méthode basée sur un étalonnage du courant en température, qui peut être utilisée en mode pulsé. Cette méthode a l'avantage de ne pas nécessiter d'accès visuel à la zone active car elle utilise les connectiques du composant. L'inconvénient majeur de cette technique est que la mesure de la température est une valeur moyenne d'une zone située entre les contacts de drain et de source.

La prochaine méthode électrique utilise le suivi d'une autre propriété électrique que le courant de drain, la tension de seuil du contact Schottky.

3.2 Méthode par tension de seuil

Le principe de mesure de la résistance thermique est basé sur la variation de la tension de seuil du contact Schottky en fonction de la température, et a été utilisé dans plusieurs thèses dans le but de modéliser les effets thermiques de HEMTs de la filière GaN [77, 78]. L'intégration du R_{th} dans un modèle de simulation thermique permet de déterminer l'élévation de la température à partir de la puissance dissipée du composant (Eq. I-10). Cette méthode permet d'obtenir la résistance thermique du composant, exprimée en °C/W, et nécessite deux courbes d'étalonnage. La première consiste en une mesure en mode pulsé du courant de grille I_g en fonction de la tension de grille V_{GS}, pour deux températures de semelle différentes. La Figure I-21 présente ces courbes pour les températures de 22 et de 100 °C [78].

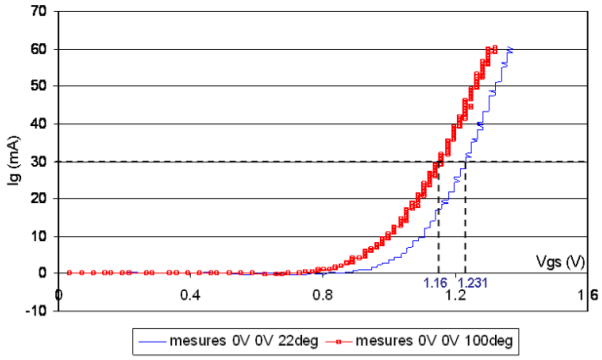


Figure I-21 : Mesure du courant de grille en fonction de la tension de grille V_{gs} à deux températures de semelle différentes (22 et 100 °C) avec P_{diss} = 0 W [78].

Les tensions de polarisation de repos V_{GS0} et V_{DS0} sont fixées à 0 V, et la durée des pulses de tension de grille est de 200 ns avec une récurrence de 500 µs, afin de s'affranchir des effets thermiques et de pièges. Le rapport $|\Delta T/\Delta V_{GS}|$ est mesuré pour un fort courant de grille, de façon à se placer dans la zone où les courbes sont parallèles. Ainsi pour I_g = 30 mA :

$$\left|\frac{\Delta T}{\Delta V_{GS}}\right| = \frac{78}{0{,}07136} = 1093\ K.V^{-1} \qquad \textbf{Eq I-14}$$

Dans un deuxième temps la température de semelle est fixée à 22 °C. Le même protocole est effectué mais avec des polarisations de repos différentes, soit deux puissances dissipées différentes. Ces résultats sont présentés sur la Figure I-22 et le rapport $|\Delta V_{GS}/\Delta P_{diss}|$ est calculé. Pour I_g= 30 mA on a :

$$\left|\frac{\Delta V_{GS}}{\Delta P_{diss}}\right| = 0{,}2036\ V.W^{-1} \qquad \textbf{Eq I-15}$$

D'après les Eq. I-14 et I-15, la valeur de la résistance thermique peut alors être déduite par la formule :

$$R_{th} = \left|\frac{\Delta T}{\Delta V_{GS}}\right| . \left|\frac{\Delta V_{GS}}{\Delta P_{diss}}\right| = 222{,}5\ K.W^{-1} \qquad \textbf{Eq I-16}$$

On peut remarquer à la Figure I-22 que l'extraction des valeurs peut être délicate, du fait de la faible précision de mesure sur le courant de grille. On suppose donc que cette imprécision peut avoir un impact négatif sur la reproductibilité des mesures. La résolution spatiale n'est pas non plus précisée.

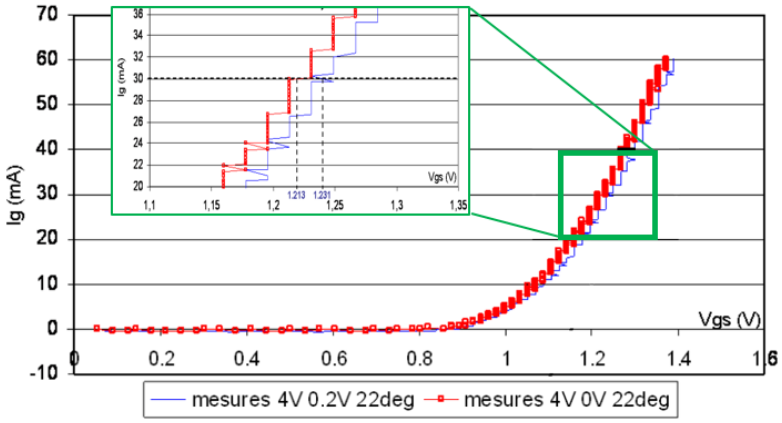


Figure I-22 : Mesure de I_g en fonction de V_{gs} pour deux polarisations de repos différentes (V_{DS0} = 4 V et V_{GS0} = 0 V en rouge et V_{DS0} = 4 V et V_{GS0} = 0,2 V en bleu) avec une température de semelle de 22 °C [78].

Dans cette partie, nous avons présenté deux techniques qui mesurent expérimentalement des propriétés électriques particulières. La troisième et dernière méthode électrique que nous allons présenter, est basée sur un modèle de simulation numérique.

3.3 Méthode par multi-cellules RC

Cette méthode utilise le principe d'analogie entre les grandeurs thermiques et les grandeurs électriques, comme nous avons pu le définir dans le Tableau I-1. Nous partons du principe que la conductivité thermique K (W.m^{-1}) et la capacité thermique C_{th} (J.K^{-1}) correspondent respectivement à la conductivité électrique σ (W.m^{-1}) et la capacité électrique C (F ou C.V^{-1}) d'un barreau semiconducteur.

Grâce au principe d'analogie entre les grandeurs thermiques et électriques, le modèle thermique peut être représenté sous la forme d'un circuit électrique, dont la source de courant équivaut à la puissance dissipée, comme il est schématisé sur la Figure I-23.(a).

La modélisation de l'échauffement du transistor au cours du temps se fait par des cellules d'impédance thermique Z_{th} en série modélisant les différentes couches de matériaux rencontrées par le flux de chaleur [79]. La cellule élémentaire est constituée d'une résistance thermique R_{th} en statique liée au matériau avec en parallèle une capacité thermique C_{th}. Le nombre de cellules élémentaires est égal au nombre de couches semiconductrices rencontrées par le flux de chaleur. Ce circuit est schématisé sur la Figure I-23.(b).

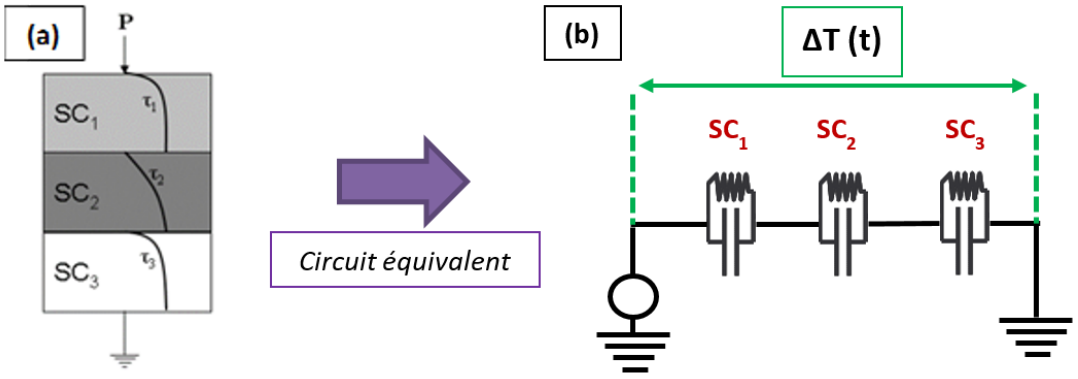


Figure I-23 : Circuit électrothermique équivalent pour un dispositif électronique constitué de trois matériaux semiconducteurs [78].

La constante de temps associée à chacun des matériaux semiconducteurs est définie par la relation suivante [79] :

$$\tau_{th} = R_{th}.C_{th} \qquad \text{Eq I-17}$$

L'impédance thermique Z_{th} et l'élévation de température correspondante à l'ensemble des multiples matériaux semiconducteurs peuvent être représentées par les expressions suivantes [20] :

$$Z_{th}(t) = \sum_{i=1}^{n} R_{th\,i}\left(1 - e^{(-t/\tau_{th\,i})}\right) \qquad \text{Eq I-18}$$

$$\Delta T_{max}(\mathrm{t}) = Z_{th}(t).P_{diss} \qquad \text{Eq I-19}$$

avec *i* le nombre de cellules élémentaires, $R_{th\,i}$ (K.W^{-1}) la résistance thermique de chacune des cellules et *t* (s) le temps du pulse. A partir de l'Eq I-19, il est possible de calculer la température du transistor pour n'importe quelle durée de pulse.

Dans un premier temps, il est nécessaire de déterminer le nombre de constantes de temps τ_{th}, pour modéliser l'allure de $Z_{th}(t)$. Pour cela il est possible d'effectuer un pulse quasi-continu de 1 ms, comme il est montré sur la Figure I-24.(a). Cette durée spécifique est expliquée par le fait qu'au-delà de 1 ms, des effets de pièges peuvent intervenir dans la chute du courant et fausser les températures estimées [20].

La Figure I-24.(b) montre un zoom sur le saut du courant I_{DS} généré par le pulse. L'allure de la courbe permet de visualiser le nombre de constantes de temps thermiques qui seront nécessaires à la modélisation du régime transitoire de I_{DS}, et donc de Z_{th}. Nous pensons que l'absence d'effet de pièges pour des pulses inférieurs à 1 ms n'est pas forcément assuré, et qu'ils pourraient influencer l'allure de la courbe visible à la Figure I-24.(b). Des effets de piège ont déjà été mis en évidence dans les HEMTs AlGaN/GaN pour des pulses inférieurs à la milliseconde [80].

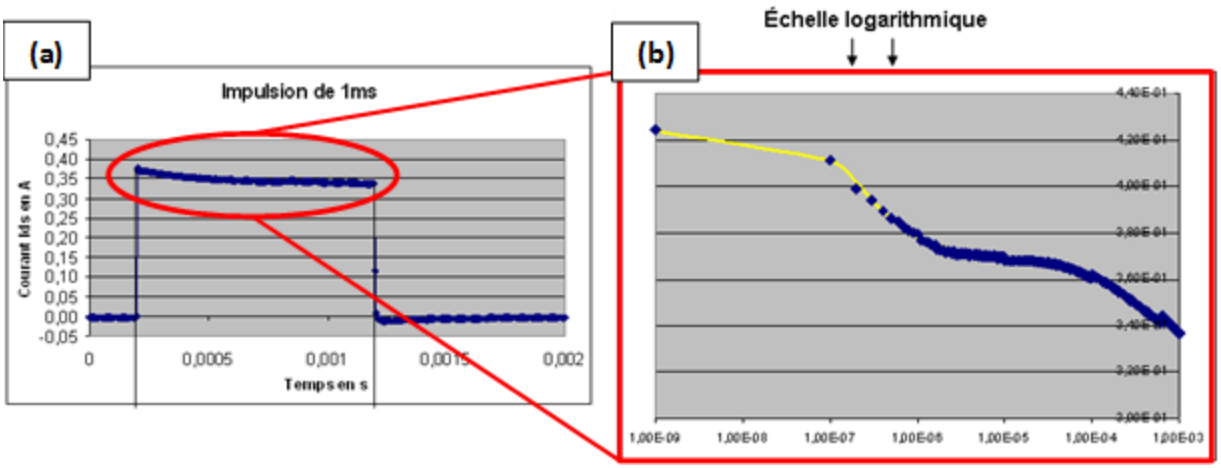


Figure I-24 : Forme temporelle d'une impulsion du courant I_{DS} lors de la caractérisation d'un transistor en régime dynamique (pulsé) [78].

Pour calculer le nombre et la valeur des constantes de temps, plusieurs itérations sont réalisées par simulation. La formule utilisée pour cela est la suivante [79] :

$$i(t) = I_0 - \sum_{i=1}^{n} I_i.\left(1 - e^{\left(-t_i/\tau_{th\,i}\right)}\right) \qquad \text{Eq I-20}$$

où *i* correspond au nombre de constantes de temps nécessaires à la modélisation de *i(t)*, I_0 du courant au début de l'impulsion, et I_i à la valeur de la décroissance du courant pendant le temps t_i. Le temps t_i correspond au temps que met le courant I_i pour atteindre son régime établi. Sur la Figure I-24(b), il est estimé que deux constantes de temps thermiques sont nécessaires pour reproduire l'allure de la réponse temporelle du courant [78].

Pour obtenir la valeur des constantes de temps thermiques, la relation utilisée est la suivante [20] :

$$\tau_{th} = \left(\frac{2e}{\pi}\right)^2 . \left(\frac{\rho C_p}{K}\right) \qquad \text{Eq I-21}$$

La grandeur $\rho C_p/K$ (s.m^{-2}) représente la diffusivité thermique du matériau et *e* (m) l'épaisseur de la couche du matériau défini par la constante de temps thermique τ_{th} (s). Les valeurs de R_{th} sont obtenues avec la méthode par coïncidence, puis les capacités thermiques sont calculées grâce à l'Eq I-17.

Cette méthode nécessite d'être couplée à la simulation par les éléments finis, afin de modéliser l'évolution de la température à l'intérieur du transistor [20, 78]. Comme elle exploite également la méthode par coïncidence, elle a les mêmes inconvénients que cette dernière en termes de résolution spatiale.

3.4 Conclusion sur les méthodes électriques

Ces techniques utilisent les valeurs de différents paramètres électriques pour évaluer la température. Elles sont intéressantes du fait qu'elles sont peu onéreuses, rapides à interpréter et utilisent les

connectiques des transistors. Elles permettent donc de caractériser le transistor lorsqu'il est intégré dans son boitier.

Cependant, ces méthodes mesurent des températures moyennées dans la zone du composant où circulent les porteurs de charge. Les résolutions spatiales ne permettent donc pas de déterminer une température d'échauffement à l'échelle micrométrique. Les seules valeurs déterminées près du point chaud sont obtenues par simulation thermique. Il est important de noter que ces simulations nécessitent d'être validées par des mesures expérimentales. Ces méthodes électriques sont donc insuffisantes pour notre problématique, puisque l'on cherche à obtenir des températures locales au plus près du point chaud.

4 Méthodes optiques

La température d'un composant peut être mesurée en quantifiant son impact sur les propriétés optiques des matériaux constituant le composant. En effet, une onde électromagnétique (infrarouges) peut être émise par un matériau de manière naturelle (émission spontanée) ou par une stimulation extérieure (émission stimulée). Ce rayonnement peut être aussi le résultat de l'interaction d'une onde électromagnétique excitatrice avec le matériau analysé qui se traduit par la diffusion (spectroscopie Raman), la réflexion (thermoréflectance) ou la réfraction (interférométrie) d'un rayonnement. Dans tous les cas, ces rayonnements dépendent de la température du matériau.

On s'intéressera ici aux méthodes optiques les plus utilisées et/ou prometteuses : la thermographie infrarouge, la thermoréflectance, la spectroscopie Raman, la photoluminescence et la méthode interférométrique.

4.1 Thermographie infrarouge

L'utilisation des radiations infrarouges est surement la méthode la plus utilisée, pour les mesures de température, de par sa simplicité, sa rapidité et la maturité de son instrumentation [81].

Tout matériau émet un rayonnement dépendant directement de la température. L'émission spectrale d'un corps noir est donnée en fonction de la température T (K) et de la longueur d'onde λ (nm) par la loi de Planck [82] :

$$W_{cn}(\lambda, T) = \frac{2.\pi.h.c^2}{\lambda^5.\left(exp\left(\frac{h.c}{\lambda.k.T}\right)-1\right)} \qquad \text{Eq I-22}$$

avec W_{cn} (λ, T) étant l'émittance spectrale d'un corps noir exprimée en ($W.m^{-3}$) c'est-à-dire la puissance rayonnée par unité de surface et par unité de longueur d'onde donnée, *h* représentant la constante de Planck ($6{,}6.10^{-34}$ J.s), *c* la célérité de la lumière (3.10^{8} $m.s^{-1}$) et *k* la constante de Boltzmann ($1{,}38.10^{-23}$ $J.K^{-1}$).

La Figure I-25 montre la courbe de distribution spectrale d'un corps noir obtenue pour plusieurs températures T. Ainsi, la mesure de l'émittance totale du corps permet de déterminer sa température. En réalité, seule une portion de l'énergie spectrale est nécessaire (domaine infrarouge) comme le montre la Figure I-25.

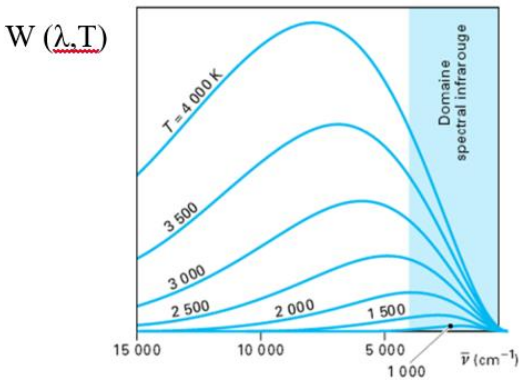


Figure I-25 : Emittance spectrale du corps noir pour plusieurs températures [83].

Par contre, un corps noir est un corps idéal qui possède une émissivité ε = 1 tandis qu'un corps réel possède une émissivité telle que 0 < ε < 1. Dans ces conditions, l'équation peut être réécrite de telle sorte [82] :

$$W(\lambda,T) = \varepsilon(\lambda).W_{cn}(\lambda,T) \qquad \textbf{Eq I-23}$$

En intégrant cette équation pour toutes les longueurs d'onde depuis λ = 0 jusqu'à l'infini, on obtient la loi de Stefan-Boltzmann qui donne l'émittance en fonction de la température [83] :

$$W(T) = \frac{d\,W(\lambda,T)}{d\,\lambda} = \varepsilon(\lambda).\sigma.T^4 \qquad \textbf{Eq I-24}$$

avec σ étant la constante de Stefan (5,7.10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}).

La dépendance de l'émissivité des matériaux vis-à-vis de la température est intrinsèque au matériau mais elle est également liée à d'autres facteurs tels que l'état de surface, l'épaisseur, la longueur d'onde et le nombre de porteurs de charges (et donc le taux de dopage) [84]. Il est donc nécessaire de réaliser une courbe de calibration donnant l'évolution de l'émissivité en fonction de la température sur le composant que l'on souhaite caractériser.

La Figure I-26 montre l'interface du logiciel pilotant le microscope infra-rouge commercialisé par QFI (*Quantum Focus Instrument*). Le rayonnement IR émis est collecté par un détecteur ayant une fenêtre spectrale comprise entre 3 et 5 µm [21]. Cet appareil permet d'effectuer une cartographie de la zone du composant analysée (Figure I-26.(a)) et de visualiser rapidement les points chauds du composant polarisé en régime continu, puis d'établir un profil de température comme il est mis en évidence sur la Figure I-26.(b). Une fois que le point le plus chaud a été localisé, il est possible de se focaliser à cet endroit pour effectuer une mesure électrique en mode pulsé, comme le montre la Figure I-26.(c) avec des durées de pulse de 500 µs et un rapport cyclique de 20%.

Cependant, il est important de préciser qu'il n'est pas conseillé de se fier aux mesures réalisées au niveau du semiconducteur GaN, car ce dernier est transparent à la bande spectrale de l'infrarouge comprise entre 3 et 5 µm [85]. Par conséquent, il est possible d'y mesurer en réalité une température, extraite à partir d'une moyenne des émissivités des couches de passivation, de GaN et du substrat, ce qui pourrait mener à une sous-estimation importante de la température de la surface du GaN.

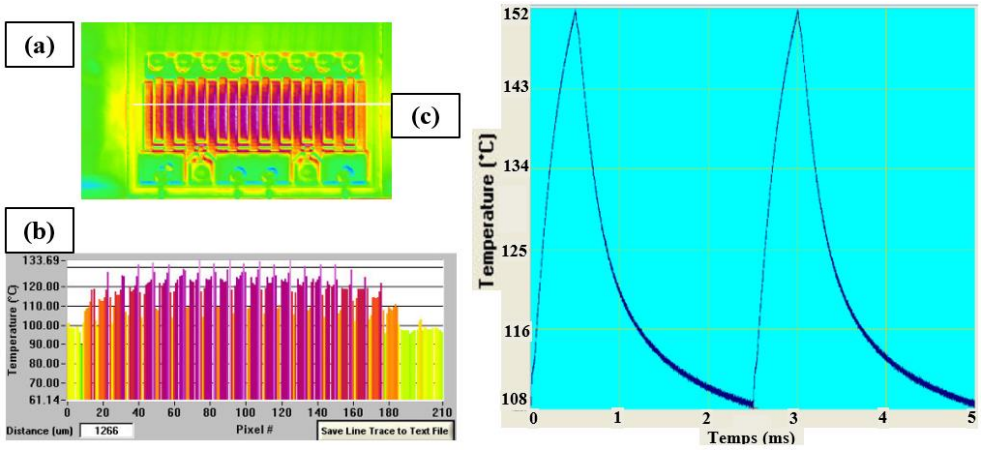


Figure I-26 : (a) Thermographie, (b) profil de température et (c) évolution de la température en fonction de la durée du pulse électrique au niveau du point le plus chaud du transistor. Résultats obtenus sur un HEMT AlGaN/GaN avec le système QFI à Thales TRT.

La thermographie infrarouge est la méthode optique qui est la plus utilisée lors des mesures « de routine » en régimes continu et pulsé de par sa maturité technologique et sa rapidité de mise en œuvre. Cette méthode permet de cartographier les points chauds et d'analyser une zone précise. De plus, elle est sans contact et non invasive. Cependant, les résolutions spatiales dans le plan du transistor sont de 2 µm en régime stationnaire et 25 µm en régime pulsé [86]. Dans ces conditions, il semble difficile de caractériser les zones situées entre la grille et le drain et les plaques de champ d'environ 1 µm. De plus, cette technique nécessite de placer la température de semelle en moyenne à une valeur supérieure à 50 °C [86], afin d'augmenter l'émittance de la structure et d'améliorer le rapport signal sur bruit. Cette élévation de température est parfois susceptible de changer la dissipation thermique du composant en fonctionnement, en augmentant la résistance thermique de l'interface GaN/substrat [21].

Un autre inconvénient majeur de cette technique est que l'information thermique obtenue sur un pixel à la surface, peut parfois correspondre à une moyenne de la température des matériaux sous la surface. De plus, elle nécessite d'ouvrir le boitier du composant, ce qui peut altérer l'allure de la dissipation thermique dans le composant. Enfin, des artefacts de mesures (représentés par des élévations localisées de température) peuvent exister et sont dus à des réflexions au niveau des bords [87].

4.2 Thermoréflectance

Le principe fondamental de la thermoréflectance est basé sur l'analyse de la réflexion d'une onde lumineuse sur un échantillon pour en déduire ses propriétés thermiques. En effet, la réflexion sur une surface modifie l'amplitude et la phase de l'onde optique. Ces modifications sont riches en information et sont fonction de la température de la surface étudiée. Soumis à une variation de température, la réflectivité R d'un matériau est dépendante des coefficients de réfraction et d'extinction, respectivement *n* et *k*, selon [88, 89] :

$$\mathrm{R} = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \qquad \text{Eq I-25}$$

La relation qui relie la variation de la réflectivité (ΔR) en fonction de la variation de la température (ΔT) peut être ainsi approchée au premier ordre [90] :

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \left(\frac{1}{R_0}.\frac{\partial R}{\partial T}\right).\Delta T = C_{th}.\Delta T \qquad \text{Eq I-26}$$

avec $\Delta R = R - R_0$ (sans unité), les valeurs correspondantes respectivement aux réflectivités de la surface du composant sondé en étant polarisé ou non. Le coefficient $\left(\frac{1}{R_0}.\frac{\partial R}{\partial T}\right)$, appelé coefficient de thermoréflectance, est noté C_{th} (K^{-1}) et varie généralement de 10^{-2} à 10^{-5} K^{-1}. Ce coefficient est fonction de la longueur d'onde de la source d'excitation, de la nature du matériau, de l'angle d'incidence et de la composition de l'échantillon (monocouche ou multicouche), de l'épaisseur des couches, de la rugosité des couches, de la technique d'élaboration des couches du semiconducteur et de l'ouverture numérique des objectifs [91, 92].

Étant donné le nombre de paramètres dont dépend le coefficient C_{th}, plusieurs étapes sont nécessaires avant de débuter les mesures.

Tout d'abord, il est nécessaire de déterminer la longueur d'onde optimale permettant d'obtenir une valeur maximale du C_{th} afin d'avoir une plus grande sensibilité de la réflectivité vis-à-vis de la température, comme le montre l'Eq I-26. Cette étape consiste à mesurer le C_{th} pour différentes ondes électromagnétiques excitatrices monochromatiques (λ_{exc}) afin de tracer la courbe $C_{th} = f(\lambda_{exc})$ et déterminer la valeur de λ_{exc} qui permet d'obtenir la valeur maximale de C_{th}, comme l'illustre la Figure I-27.(a). D'après cette figure, nous constatons des pics de C_{th} pour des longueurs d'onde excitatrices de 480 ou 520 nm lorsque le matériau caractérisé est de l'or, tandis que ces pics ne sont plus visibles pour les autres métaux caractérisés. En effet, d'après l'Eq. I-25 la réflectivité est une propriété optique dépendante de l'indice de réfraction du matériau sondé, dont les pics visibles sur la Figure I-27.(a) correspondent à des transitions électroniques interbandes [89, 93].

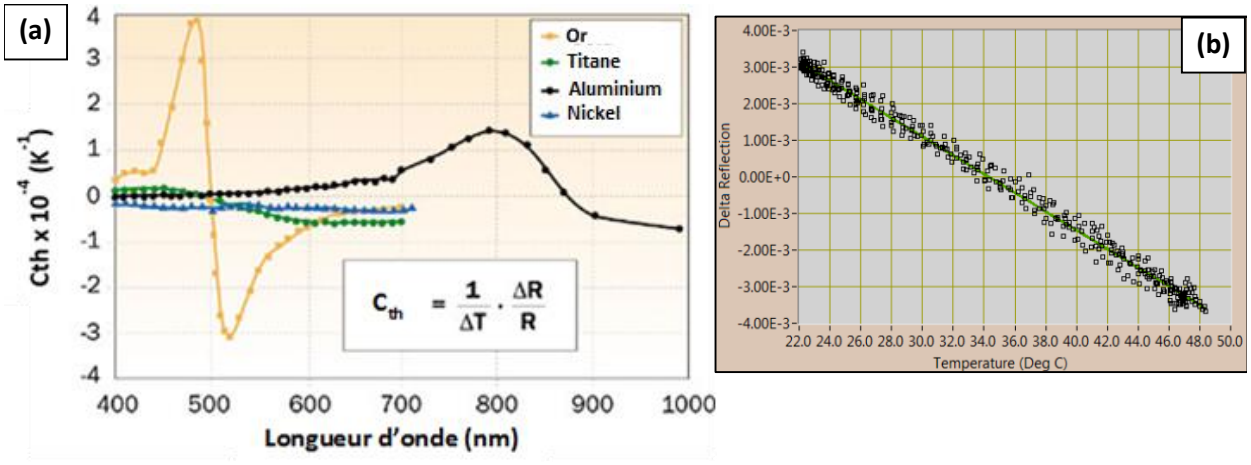


Figure I-27 : Spectres de C_{th} de quelques métaux : or, titane, aluminium et nickel [94]. Courbe d'étalonnage de ΔR en fonction de la température [21].

La Figure I-27.(a) met également en évidence que la valeur de C_{th} est optimale pour une longueur d'onde excitatrice de 780 nm lorsque le métal caractérisé est de l'aluminium. Cela prouve que la longueur

d'onde excitatrice utilisée lors de la caractérisation d'un matériau par réflectance dépend fortement du matériau analysé.

Ensuite il faut effectuer une courbe de calibration qui détermine la variation de la réflectivité en fonction de la variation de la température. Ainsi, le composant est chauffé à l'aide d'un système externe et la courbe représentant l'évolution de ΔR en fonction de la température est mesurée afin d'extraire le C_{th} par régression linéaire, comme cela est illustré sur la Figure I-27.(b).

La calibration doit être réalisée sur la même zone que lors des mesures thermiques, car la réflectivité est fortement impactée par l'état de surface du matériau sondé, comme illustré sur la Figure I-28. En effet, la surface des composants n'est jamais totalement lisse et permet rarement d'obtenir des réflexions spéculaires (Figure I-28.(a)). Ces surfaces sont généralement rugueuses, et peuvent être apparentées à celle schématisée sur la Figure I-28.(b), où la proportion de signaux de réflexion récupérés sera différente en fonction de la position sur la surface.

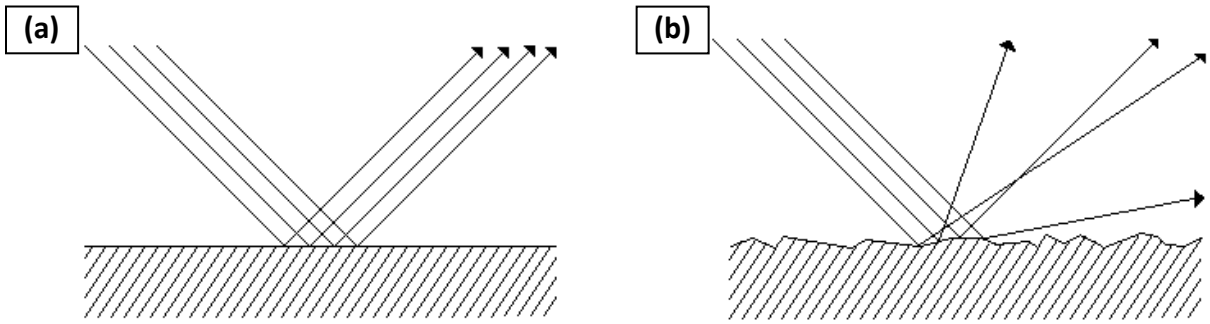


Figure I-28 : Réflexion spéculaire (a) et réflexion diffuse (b) à la surface d'un matériau [95].

Une fois que la longueur d'onde optimale et le C_{th} ont été obtenus, il est possible de caractériser la température de la surface du composant en fonctionnement. Le principe est de déterminer $\Delta R/R_0$, puis d'en déduire la température de surface à l'aide de l'Eq. I-26. Pour cela, on illumine la surface du matériau à l'aide d'une onde électromagnétique excitatrice monochromatique permettant d'avoir un C_{th} maximal lorsque le composant est polarisé à V_{DS} = 0 V (état froid) et quand V_{DS} > 0 V (état chaud), à canal ouvert, comme cela est expliqué par la Figure I-29. Ainsi, il est possible d'extraire respectivement R_0 et R en collectant le signal réfléchi à l'aide d'une caméra CCD pour en déduire la valeur de $\Delta R/R_0$.

Il est important d'ajouter que la détermination des réflectivités ne se fait pas qu'avec une seule mesure, mais plus d'une centaine, réalisées à la suite à l'instar d'un système stroboscopique. Ces multitudes de mesures sont nécessaires pour obtenir un bon rapport signal sur bruit.

Le protocole expérimental schématisé sur la Figure I-29 correspond aux mesures en mode continu, mais il est également valable pour les caractérisations en régime pulsé. La principale différence est que l'on va procéder à des générations de tensions V_{DS} avec des largeurs de pulse de l'ordre de 50 ns (en réalisant un pulse de V_{DS} à V_{GS} constant, ou un pulse de V_{GS} à V_{DS} constant), et augmenter ces largeurs graduellement de façon à obtenir l'évolution de la température au cours du temps.

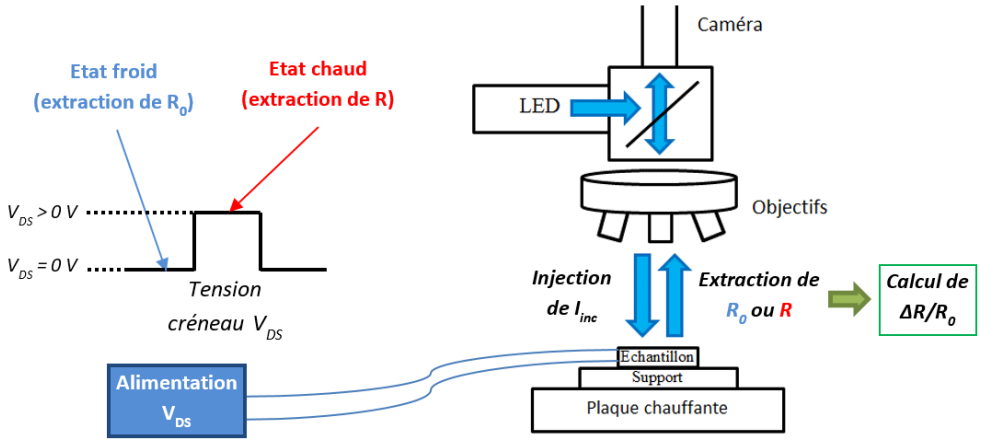


Figure I-29 : Schéma explicatif de la détermination de $\Delta R/R_0$.

Des publications rapportent qu'il est possible de réaliser des thermographies comme celle présentée sur la Figure I-30 [96]. Le coefficient de thermoréflectance a été déterminé sur les surfaces de drain, de source et de grille et est égal à C_{th} = 2,6.10^{-4} K^{-1} [96]. Cependant aucune valeur de C_{th} n'a pu être déterminée sur la surface de GaN à cause d'un rapport signal sur bruit trop faible lors de la calibration.

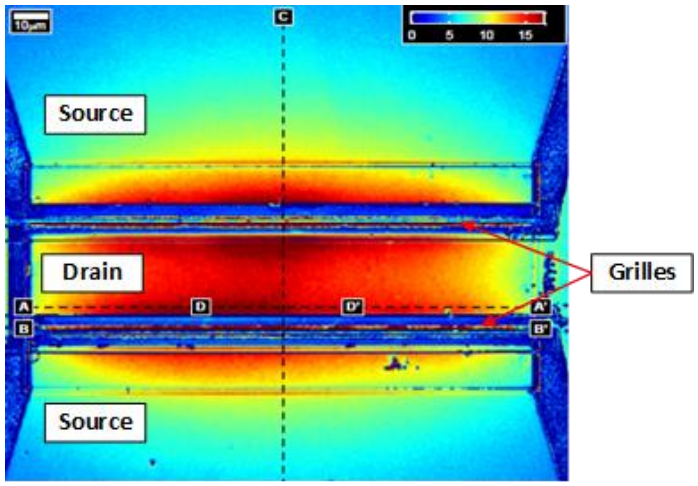


Figure I-30 : Cartographie thermique obtenue par thermoréflectance sur un HEMT AlGaN/GaN sur SiC à P_{diss} = 1,3 W [96].

Le gradient thermique exposé sur la Figure I-30 met en évidence des élévations de température plus élevées au niveau du drain (ΔT = 18 °C) que de la source (ΔT = 14 °C), ce qui est en accord avec la littérature qui précise que le point chaud est situé au pied de la grille côté drain [36, 37]. Les valeurs de température à la surface de la grille ne sont pas données dans l'étude, probablement à cause de la faible longueur de grille qui serait inférieure à la résolution spatiale de l'équipement (cette dernière n'est pas précisée).

A notre connaissance, il n'y a jamais eu de valeur de C_{th} déterminée directement sur du GaN avant cette thèse. La difficulté de caractériser le GaN par thermoréflectance est causée par la propriété de ce semiconducteur à être traversé par la lumière visible [85, 97], ce qui signifie que les signaux de réflectivité obtenus peuvent être issus de réflexions provenant des différentes interfaces des couches traversées

(air/passivation, passivation/AlGaN, AlGaN/GaN, GaN/substrat, etc…). Les seules études ayant caractérisé les surfaces de GaN ne montraient que les résultats en unité arbitraire [96] ou avec des valeurs de C_{th} extraites « à partir des contacts ohmiques », sans pour autant donner plus d'explications [98, 99].

Des mesures en face arrière ont pu être effectuées sur des composants Si/SiGe sur substrat de Si, car ce dernier est transparent à la longueur d'onde de la lumière incidente choisie (λ_{inc} = 1310 nm) [97]. Cependant, ces mesures sont plus complexes à exploiter que celles obtenues par le dessus du fait des réflexions issues des multiples interfaces. En effet, l'étude montre que le signal thermique obtenu est une contribution des signaux réfléchis par les interfaces air-substrat et substrat-SiGe, ce qui génère un C_{th} du métal qui n'est plus constant avec la température [97].

Cette technique semble prometteuse pour l'analyse de défaillance par détection de points chauds, pour la mesure de conductivité thermique des matériaux [100 - 102] et pour la réalisation des cartographies en température en régimes continu et transitoire. Elle permet la caractérisation thermique de dispositifs électroniques de très petite taille. Effectivement, la littérature rapporte que la résolution est submicronique au niveau spatial, égale à 0,05 K en température et peut atteindre 800 picosecondes en temporel [98]. Pour ces raisons, il est intéressant de tester la thermoréflectance pour l'extraction de la température d'auto-échauffement de nos transistors polarisés en mode continu et en mode pulsé.

Cependant, la thermoréflectance reste une mesure de surface qui repose sur un « cyclage » de mesures, afin d'obtenir un bon rapport signal sur bruit. En effet, il ne faut pas oublier que les valeurs de C_{th} de l'ordre de 10^{-4} K^{-1}, sont très sensibles à l'état de surface et à la passivation [91, 103, 104]. Enfin, les mesures thermiques et la calibration en température ne semblent être optimisées qu'au niveau des métaux à base d'or où la réflectivité y est grande.

4.3 Spectroscopie Raman

4.3.1 *Principe*

La diffusion Raman est un terme qui définit la diffusion inélastique de la lumière par la matière. Elle a été découverte en 1928 [105] par le physicien indien Sir Chandrasekhara Venkata Râman, qui lui a valu par la suite le prix Nobel de physique en 1930 [106].

Lorsqu'on éclaire un cristal avec une onde électromagnétique monochromatique, la lumière peut être transmise, réfléchie, absorbée ou diffusée par le milieu. Dans le dernier cas, la diffusion est majoritairement élastique (diffusion Rayleigh) et la lumière diffusée conserve la fréquence de l'onde excitatrice, comme illustrée sur la Figure I-31.(a). Pour une infime partie du faisceau incident, la diffusion est inélastique et correspond à un échange d'énergie entre le rayonnement et la matière : c'est la diffusion Raman. Cette dernière est composée de deux contributions : la diffusion Raman Stokes et anti-Stokes. La fréquence des photons diffusés est décalée vers les basses fréquences de « - ν_v » par rapport à la fréquence de la lumière excitatrice pour la diffusion Raman Stokes (Figure I-31.(b)) et vers les hautes fréquences de « + ν_v » pour la diffusion Raman anti-Stokes (Figure I-31.(c)).

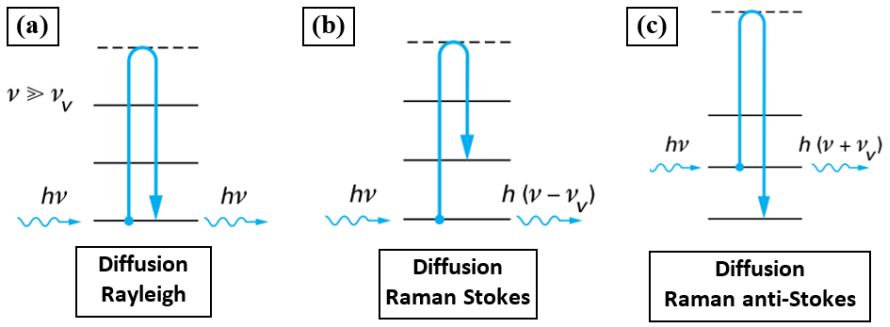


Figure I-31 : Schéma de principe des diffusions (a) Rayleigh, (b) Raman Stokes et (c) Raman anti-Stokes, par interaction photons-matière [107]. La source excitatrice incidente est de fréquence ν.

Un spectre Raman est généralement exprimé en fonction de la variation du nombre d'onde défini par :

$$\Delta\omega = \frac{10^{-7}}{\lambda_0} - \frac{10^{-7}}{\lambda} \qquad \text{Eq I-27}$$

avec $\Delta\omega$ (cm^{-1}) la variation de nombre d'ondes, tandis que λ_0 et λ correspondent respectivement aux longueurs d'onde des rayonnements incident et diffusé.

La Figure I-32 illustre un spectre de diffusion Raman présentant ces trois types de rayonnement : la raie Rayleigh très intense à la même fréquence que l'onde incidente ($\Delta\omega = 0$) et un ensemble de raies Stokes ($\Delta\omega > 0$) et anti-Stokes ($\Delta\omega < 0$).

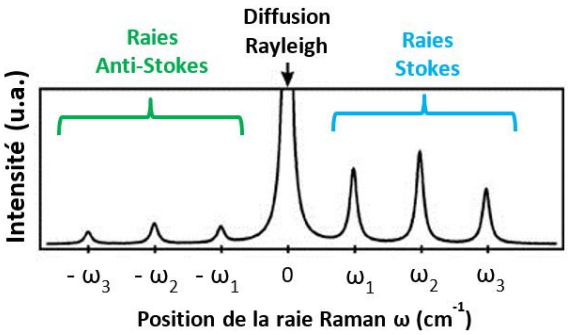


Figure I-32 : Schéma d'un spectre de diffusion Raman [108].

Ces trois types de rayonnement sont collectés avec le même détecteur mais il est possible de récupérer uniquement les signaux qui nous intéressent, grâce au logiciel qui pilote l'instrument ou en utilisant des filtres. Effectivement, il est possible de s'affranchir de la bande liée à la raie Rayleigh en utilisant un filtre « Notch » alors que le filtre « Edge » permet de couper aussi bien la raie Rayleigh que les raies Raman anti-Stokes. Néanmoins, celui-ci possède une meilleure durabilité que le filtre « Notch » et un prix moins onéreux.

L'analyse des vibrations d'une molécule ou d'un réseau cristallin peut être simplifiée si l'on tient compte de leurs propriétés de symétrie. Dans le cas des cristaux, ces derniers possèdent des éléments de symétrie qui permettent de les classer dans l'un des 32 groupes de symétries [107, 109]. Il est important de signaler qu'il n'est pas possible d'observer tous les modes de vibration d'une liaison chimique.

Effectivement, pour les solides cristallins, des règles de sélection de ces modes de vibration sont liées à la configuration du spectromètre Raman c'est à dire à l'angle entre les directions des faisceaux incident et diffusé et de leur polarisation respective par rapport aux axes principaux du cristal. Pour le cas de la structure wurtzite du GaN (schématisée sur la Figure I-33.(a)), notre spectromètre Raman utilisé en configuration de rétrodiffusion permet d'observer les modes de vibrations E_2(high) (dénommé aussi E_2h) et A_1(LO) illustrés sur la Figure I-33.(b).

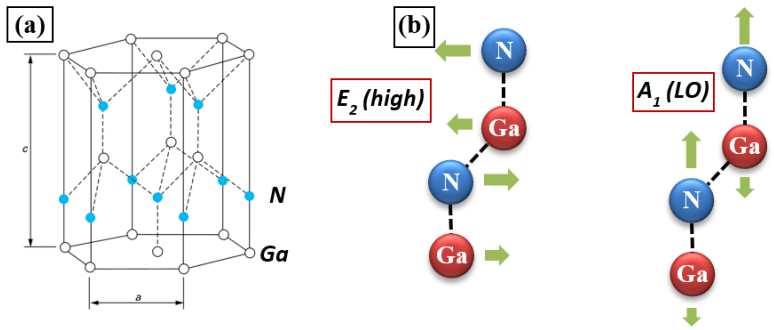


Figure I-33 : (a) Structure hexagonale (wurtzite) du GaN [24] et (b) schéma des modes de vibration atomique (phonons optiques) E_2h et A_1LO.

Ces deux modes sont les plus observés parmi les études par spectroscopie Raman des matériaux à base de GaN [110].

La spectroscopie Raman permet de caractériser l'énergie des modes de vibration des atomes présents dans la molécule, qui varie avec la modification de la température de cette dernière. Par conséquent, il est possible de déterminer la température du milieu sondé, à partir de l'évolution des propriétés physiques des phonons du réseau.

4.3.2 *Mesure de la température par spectroscopie Raman*

La mesure thermique par microspectrométrie Raman se déduit du transfert d'énergie inélastique entre les photons incidents et les phonons. La température du composant est indépendante de la lumière incidente, donc toutes les conclusions sont basées sur les changements de comportement des phonons du cristal. Tous les paramètres des phonons qui sont modifiés avec la température, i. e. leur population, durée de vie ou énergie, peuvent être utilisés pour sonder l'état thermique du composant. L'élévation de la température dans le composant provoque la dilatation thermique du cristal et donc une augmentation du volume, ce qui entraîne une modification de la fréquence de vibration des phonons. L'élévation de la température modifie également la population des phonons selon la loi de Boltzmann, l'intensité de la diffusion Raman est alors modifiée [111].

La Figure I-34 présente la raie attribuée au mode de vibration E_2h du GaN extraite pour trois valeurs de température différentes, d'un HEMT AlGaN/GaN sur substrat SiC. Ces mesures ont été réalisées dans le cadre d'une calibration en température du GaN, de l'ambiante jusqu'à 600 °C. A si haute température, les contacts ont sans doute évolué par diffusion des éléments qui les composent, mais les spectres révèlent tout de même des raies liées au GaN nettes et parfaitement exploitables.

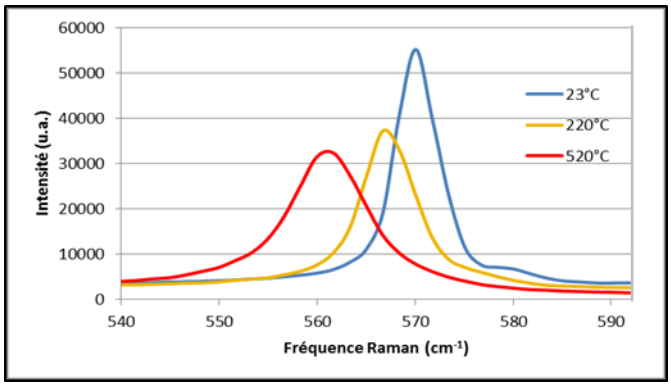


Figure I-34 : Influence de la température sur le décalage en fréquence de la raie Stokes du mode E_2(high) du GaN d'un HEMT AlGaN/GaN sur substrat SiC.

Sur la Figure I-34, nous observons que plusieurs paramètres caractéristiques du pic Raman varient avec la température. Effectivement, la raie se décale vers les faibles fréquences, sa largeur à mi-hauteur augmente et son amplitude diminue quand la température augmente. Plusieurs publications ont déjà relayé l'efficacité de la spectroscopie Raman, à effectuer des études thermométriques, et ce, pour des composants à base de GaAs, Si ou GaN [112 - 114].

La température dans les semi-conducteurs peut être mesurée de trois façons différentes par spectrométrie Raman. La première méthode utilise le rapport d'amplitude des raies Stokes et anti-Stokes, la seconde méthode utilise le déplacement de la fréquence de la raie Raman Stokes (car c'est la plus intense), la troisième méthode utilise la largeur à mi-hauteur de la raie Raman Stokes. Nous détaillons ces trois techniques dans la partie suivante.

4.3.3 *Les différentes méthodes de caractérisation thermique*

Les trois techniques permettant la détermination de la température d'échauffement des semiconducteurs par spectroscopie Raman, à ce jour, sont les suivantes :

- Le rapport des intensités des raies Stokes/anti-Stokes [115] :

$$\frac{I_{anti-Stokes}}{I_{Stokes}} = \left(\frac{\nu_0 + \nu_v}{\nu_0 - \nu_v}\right)^4 . exp\left(-\frac{h\nu_v}{k_B T}\right) \qquad \text{Eq I-28}$$

avec I_{Stokes} et $I_{anti\text{-}Stokes}$ (u.a.) étant les intensités respectives des raies de diffusion Raman Stokes et anti-Stokes, ν_0 et ν_v (cm^{-1}) représentant les fréquences de la diffusion Rayleigh et des photons diffusés. De plus, h (J.s^{-1}), k_B (J.K^{-1}) et T (K) correspondent respectivement à la constante de Planck, à la constante de Boltzmann et à la température absolue.

Le principe de la méthode est de mesurer les intensités des raies Stokes et anti-Stokes, puis d'obtenir la température absolue du matériau étudié à l'aide de cette expression.

L'avantage de cette méthode est qu'aucune courbe de calibration n'est nécessaire et elle fournit une température absolue, il n'y a donc pas de température de référence requise. Enfin, elle est indépendante

des contraintes mécaniques du matériau [116]. Le principal inconvénient est que le signal anti-Stokes est très faible devant la raie Stokes d'un facteur ≈ 20 dans le cas du mode E_2h du GaN, ce qui rend la mesure imprécise. D'autant plus qu'avec l'élévation de la température, le signal anti-Stokes de ce mode est encore plus faible, ce qui implique un abaissement du rapport signal sur bruit et de la répétabilité des propriétés de la raie. Cet effet peut être corrigé en réalisant un spectre par type de signal (Stokes ou anti-Stokes) tout en augmentant le temps d'acquisition et/ou de la puissance du laser incident. Cependant, la modification des conditions expérimentales entre les deux spectres pourrait fausser la valeur de température finale, par exemple en ayant un impact différent sur le courant I_{DS} du composant en fonctionnement, et donc de générer un échauffement supplémentaire lors de l'acquisition du spectre anti-Stokes. Enfin, les fréquences anti-Stokes nécessitent d'utiliser un filtre holographique Notch, afin de ne pas couper les fréquences négatives, mais représente un élément onéreux et possédant une durée de vie limitée.

- Suivi du décalage de la raie Raman Stokes [117] :

$$\omega(T) = \omega_0 - \frac{A}{e^{\frac{B\hbar\omega_0}{k_B T}} - 1} \qquad \textbf{Eq I-29}$$

Avec ω_0 la fréquence du phonon Raman à 0 K, ħ la constante réduite de Planck et k_B la constante de Boltzmann. *A* et *B* sont des paramètres d'ajustement obtenus expérimentalement [118]. Cette relation a été introduite par Balkanski *et al.* [111] pour modéliser la dépendance des modes Raman du silicium ($\delta \approx 521$ cm^{-1}) avec la température, puis reprise par Liu *et al.* dans le cas du GaN [118]. Une courbe de calibration reliant le décalage de la fréquence Raman en cm^{-1} et la température mesurée du composant non polarisé est nécessaire pour établir les paramètres d'ajustement de l'équation théorique. La technique consiste à mesurer les décalages en fréquence des raies Stokes, car plus intense que le signal anti-Stokes, et déduire la température grâce à l'Eq. I-29. Cette méthode possède également quelques inconvénients, comme la dépendance de la fréquence Raman avec la variation des contraintes mécaniques de la couche caractérisée, qui peut fausser les mesures de température. En revanche, à l'inverse de la méthode précédente, seule la raie Raman Stokes est nécessaire, ce qui implique que les spectres Raman sont mesurés en utilisant un temps d'acquisition plus court, du fait de son amplitude plus élevée, et ne requiert pas de filtre Notch. Pour ces raisons, cette technique est la plus utilisée parmi les trois relayées dans la littérature et a déjà montré son efficacité à de nombreuses reprises [10, 37, 53].

- Suivi des variations de la largeur à mi-hauteur [116] :

$$\Gamma(T) = \mathrm{A}(T_\Gamma - T_0)^2 + B(T_\Gamma - T_0) + \Gamma_0 \qquad \textbf{Eq. I-30}$$

Cette technique repose sur la variation de la largeur à mi-hauteur des raies Raman Stokes en fonction de la température du matériau T_Γ (K) à partir d'une température de référence T_0 (K), avec $\Gamma(T)$ et Γ_0 (cm^{-1}) les valeurs des largeurs à mi-hauteur des raies aux températures du matériau et de référence, respectivement.

Cette technique est moins utilisée que la précédente, car la détermination de la largeur à mi-hauteur est moins précise que celle de la position de la raie Raman Stokes, surtout à température élevée puisque les amplitudes des signaux sont plus faibles [112]. Cependant d'après la littérature, cette technique semble présenter moins de sensibilité aux contraintes mécaniques que celle exploitant le décalage de la raie Stokes [116, 119].

4.3.4 *Résolution spatiale*

La résolution spatiale du spectromètre Raman peut être définie par le diamètre du spot laser, dont la relation respecte le critère de Rayleigh [87, 120]. Dans l'air (n = 1), le diamètre D (µm) du spot laser est défini par :

$$D = \frac{1{,}22 \times \lambda}{2 \times ON} \qquad \textbf{Eq I-31}$$

Avec λ (nm) la longueur d'onde du laser utilisé, ON l'ouverture numérique de l'objectif et la valeur 1,22 (sans unité) est une constante du critère de Rayleigh. La littérature rapporte que la résolution spatiale de la spectroscopie Raman dans le visible et l'UV est généralement de l'ordre du micromètre [70].

4.3.5 *Résolution spectrale*

La résolution spectrale indique la capacité du spectromètre à distinguer les longueurs d'onde du signal diffusé. La résolution spectrale dépend de cinq facteurs majoritaires [107, 121] :

- La distance focale du spectromètre, correspondant à la distance entre le réseau de dispersion et le détecteur.
- Le réseau de diffraction qui permet de séparer les différentes composantes de la lumière diffusée par l'échantillon.
- La longueur d'onde du laser incident.
- La largeur de la fente d'entrée.
- Et enfin, le détecteur et plus précisément la taille et le nombre de pixels qui le composent.

4.3.6 *Autres spécificités*

En principe, l'effet Raman peut être observé quelle que soit la valeur de la longueur d'onde excitatrice, que ce soit dans l'UV, le visible ou l'IR. Cependant, le choix de la longueur d'onde du laser va définir la résolution spatiale et la profondeur de pénétration du faisceau. De ce fait, la spectroscopie Raman dans l'IR est rarement utilisée dans notre application, car la résolution spatiale est moins fine que dans l'UV ou le visible, pouvant aller de 2,4 à ≈ 10 µm (ON = 0,5) [122]. Ainsi, deux types de caractérisation Raman sont usuellement utilisés : le Raman visible [70] et le Raman UV résonnant [123].

Dans le visible (400 nm < λ < 800 nm), la largeur de bande interdite (E_g) à 25 °C des matériaux SiN_x (3,9 ≤ E_g ≤ 5,8 eV, pour 1,09 ≤ x ≤ 1,33 [124]), $Al_xGa_{1-x}N$ (3,4 ≤ E_g ≤ 6,2 eV, pour 0 ≤ x ≤ 1 [125]), GaN (≈ 3,4 eV) et SiC (≈ 3,9 eV) [21] est supérieure à l'énergie d'un laser avec λ = 400 nm (3,09 eV). L'énergie du laser étant inversement proportionnelle à sa longueur d'onde, si cette dernière est supérieure à

400 nm, alors le faisceau laser traverse toutes ces couches et interagit avec chaque matériau. Dans ces conditions, on obtient un spectre pouvant faire apparaitre la contribution de tous les matériaux traversés.

La diffusion Raman peut également être résonante. La résonance intervient lorsque la longueur d'onde électromagnétique excitatrice est voisine de celle correspondant à la bande interdite du matériau étudié [126, 127]. Dans le cas du GaN, ce phénomène intervient dans l'UV, et l'énergie du laser est absorbée par le milieu avec une profondeur de pénétration optique définie par [128] :

$$\delta = \frac{2{,}3}{2\alpha} \approx \frac{1}{\alpha} \qquad \text{Eq I-32}$$

Avec δ la profondeur de pénétration optique (de l'ordre de 100 nm dans le cas des couches à base de GaN [123, 129]) et α le coefficient d'absorption du milieu. La différence de profondeur de pénétration en utilisant un laser visible ou UV est schématisée sur la Figure I-35.(a). L'avantage d'une analyse à faible profondeur de pénétration est qu'elle permet de sonder les hétérostructures plus en surface, au plus proche du point chaud au pied de la grille côté drain pour les HEMTs.

Il est donc possible à partir du spectre Raman UV ou visible, d'obtenir des informations concernant chacune des couches sondées, de façon distincte les unes des autres. La Figure I-35.(b) présente un spectre Raman que l'on a obtenu sur un HEMT AlGaN/GaN sur un substrat de SiC, avec un laser visible (633 nm). On y observe deux modes de vibration du GaN et deux du SiC. On peut ainsi obtenir simultanément la température du canal GaN et du substrat en SiC. Cette distinction des couches et du substrat est une spécificité de la spectroscopie Raman, par rapport à la thermographie infrarouge ou la thermoréflectance qui ne permettent, dans la plupart des cas, que des mesures de surface [87, 130]. Cette spécificité représente donc une propriété intéressante dans le cadre de notre problématique.

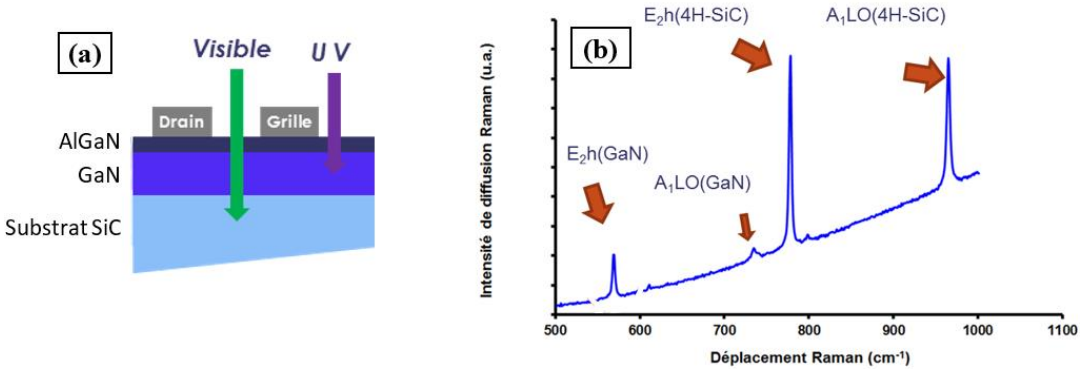


Figure I-35 : (a) Schéma des profondeurs de pénétration en fonction de la longueur d'onde du laser incident. (b) Exemple de spectre obtenu par spectroscopie Raman visible (λ = 633 nm) d'un HEMT AlGaN/GaN sur un substrat de SiC.

Si le substrat est transparent au laser incident, des mesures en face arrière sont possibles afin d'accéder à d'autres zones inatteignables par la face avant, telles que les régions sous les métallisations ou les plaques de champ [87, 131].

Une autre spécificité de la spectroscopie Raman réside dans son mode confocal illustré sur la Figure I-36. Lors des mesures dites standard et avec un laser visible, on focalise le faisceau laser sur la surface de l'échantillon, de manière à observer une tache de focalisation réduite et intense. La technique confocale

consiste à réaliser un déplacement axial à partir de ce point de focalisation, au-dessus ou en-dessous de la surface. Il est important de noter que même si la couche de GaN ou le substrat sont transparents au laser incident, le coefficient d'absorption du milieu en question engendre malgré tout une atténuation de ce dernier [132, 133]. Ce principe permet ainsi d'obtenir des informations sur des portions plus réduites des couches, sur différents volumes sondés de la structure épitaxiée [134] ou d'éviter les raies dues à certaines couches [135].

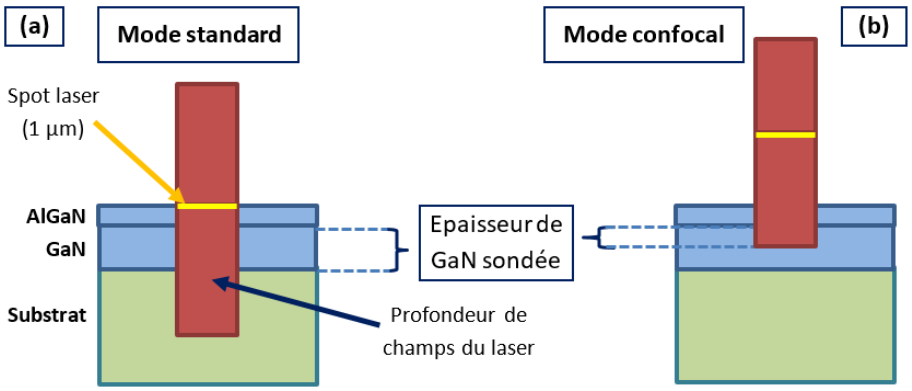


Figure I-36 : Position de la tache de focalisation, profondeur de champ du laser et épaisseur de la couche de GaN sondée, avec (a) le mode standard ou (b) confocal.

De récentes études ont mis en évidence la possibilité de caractériser en surface la température d'auto échauffement de transistors HEMTs de la filière GaN à partir du spectre Raman des particules de TiO_2 [136] ou de diamant [137] déposées sur la surface. Ces études, datant respectivement de 2013 et 2014, semblent intéressantes et nous en discuterons de façon plus approfondie dans le troisième chapitre.

Quelques études ont montré la faisabilité d'études thermiques de composants polarisés en mode pulsé avec la spectroscopie Raman [52, 123, 138]. Ces études ont été réalisées avec différentes longueurs d'onde (UV et visible), sur des HEMTs AlGaN/GaN sur substrat de SiC, et notamment par une équipe qui fait référence dans le domaine de la caractérisation thermique par spectroscopie Raman (Université de Bristol, Angleterre). La méthode de mesure en mode pulsé par spectroscopie Raman semble donc être prometteuse pour notre problématique.

La spectroscopie Raman a également montré à plusieurs reprises la possibilité de caractériser les contraintes mécaniques dans les dispositifs micro-électroniques, telles que celles exercées par le mode de dépôt (passivation, AlGaN, etc…), ou celles présentes à l'interface GaN/substrat [120, 139, 140].

Cette méthode permettrait aussi d'estimer les contraintes mécaniques des couches de GaN, à l'aide des relations suivantes dans la gamme de température 300-500 K [141] :

$$\Delta\omega_{E2(High)} = A_{E2(High)}\Delta T + K_{E2(High)}\Delta\sigma \qquad \text{Eq. I-33}$$

Et

$$\Delta\omega_{A1(LO)} = A_{A1(LO)}\Delta T + K_{A1(LO)}\Delta\sigma \qquad \text{Eq. I-34}$$

Avec $K_{E2(High)}$ et $K_{A1(LO)}$ (cm^{-1}/GPa) des coefficients linéaires qui relient les contraintes mécaniques $\Delta\sigma$ (GPa) à la fréquence Raman des phonons du GaN. $A_{E2(High)}$ et $A_{A1(LO)}$ (cm^{-1}/°C) décrivent la relation linéaire de ces mêmes fréquences Raman en fonction de la température, sur la gamme de température 300-500 K [116]. La caractérisation des contraintes mécaniques peut être intéressante pour deux raisons :

- La position des raies Raman est sensible à la variation de contrainte et peut donc entacher la mesure de température, d'autant plus que la contrainte évolue avec la température [141]. Le découplage de ces deux effets (contrainte et température) est encore un sujet fortement étudié à l'heure actuelle [141, 142].
- La contrainte mécanique représente également un mécanisme de vieillissement des matériaux, qui peut entrainer des dysfonctionnements des composants lors de leur utilisation (dislocations, formation de cavités, fissuration, etc.) [110, 120].

Plusieurs études ont été réalisées pour tenter de caractériser les contraintes mécaniques au niveau des interfaces GaN/substrat, sur des HEMTs AlGaN/GaN en fonctionnement [112, 116, 131]. Cependant, il ressort que ces contraintes mécaniques sont spécifiques à cette technologie, et proviennent de deux types de contribution :

- L'expansion thermomécanique du réseau cristallin qui génère des contraintes anisotropes au sein de la couche de GaN, due à la différence de température dans le plan latéral [143]. Cette expansion thermomécanique agit également au niveau des interfaces, à cause de la différence de dilatation thermique entre les deux couches concernées (GaN/substrat ou passivation/AlGaN par exemple).
- L'effet piézoélectrique du GaN.

Mais la difficulté expérimentale liée aux Eq. I-33 et Eq. I-34, qui consiste à découpler l'impact entre les écarts de contraintes mécaniques et les différences de température sur le décalage des fréquences Raman, reste encore entière.

4.3.7 *Conclusion*

La méthode Raman est une méthode sans contact, non destructive et possède plusieurs spécificités par rapport aux autres techniques optiques. En effet, elle permet de réaliser des mesures en profondeur, de distinguer les différentes couches de l'hétérostructure sondée, d'utiliser le mode confocal et d'évaluer les contraintes mécaniques. De plus, la résolution spatiale est ≈ 1 µm, la résolution en température est de 5 à 10 K et la technique a déjà montré son fort potentiel à être utilisée en mode pulsé avec une résolution temporelle de 10-15 ns [52]. Ces avantages et spécificités font que cette méthode est adaptée à notre problématique.

Expérimentalement, cette méthode est tout de même sensible à un certain nombre de facteurs environnementaux et de paramètres de configuration qu'il est nécessaire de connaitre, afin d'obtenir des résultats cohérents. Une bonne maitrise de l'équipement et de la calibration est également nécessaire. De plus, la spectroscopie Raman ne permet pas de caractériser directement les métaux et par conséquent les électrodes de drain, de grille et de source du composant car ces matériaux réfléchissent la lumière du laser incident au lieu d'interagir avec les photons et de la diffuser.

Un point important est qu'il est possible de caractériser les matériaux semiconducteurs tels que le GaN, contrairement à la thermoréflectance qui semble moins adaptée. A l'inverse, la thermoréflectance permet de faire des mesures au niveau des contacts métalliques, alors que cela est impossible par spectroscopie Raman, en tout cas avant l'émergence des techniques utilisant le dépôt de poudres en surface, et qui semblent proposer des résultats encourageants. Ceci met en évidence la complémentarité potentielle de ces deux techniques [98].

La prochaine méthode peut utiliser le même équipement que la spectroscopie Raman, mais exploite le phénomène de luminescence.

4.4 Photoluminescence

La mesure par micro-photoluminescence est une technique de spectroscopie qui consiste à exciter des électrons de la bande de valence du semiconducteur vers la bande de conduction, à l'aide de photons ayant une énergie supérieure à l'énergie de bande interdite (pour le GaN, E_{inc} ≈ 3,4 et 3,3 eV respectivement à 300 et 600 K [144, 145]). Après un temps très court, les électrons se recombinent dans la bande de valence avec émission d'un photon, comme schématisé à la Figure I-37.(a).

Cette recombinaison entre l'électron et le trou a pour conséquence d'émettre un photon d'énergie égale à la différence d'énergie les séparant, avec en plus émission d'un phonon dans le cas d'un semiconducteur à gap indirect. Dans le cas du GaN, l'ensemble de ces photons constitue un pic de photoluminescence (PL), correspondant à une transition interbande directe du GaN, entre la bande de valence et celle de la conduction [24].

La différence d'énergie entre les niveaux d'énergie de l'électron et du trou est influencée par la variation de la température du matériau. On peut décrire cette variation de la bande interdite en fonction de la température avec la relation semi-empirique de Varshni [146] :

$$\Delta E_g(T) = E_g(T) - E_g(0) = -\frac{\alpha T^2}{\beta + T} \qquad \text{Eq. I-35}$$

Avec $E_g(T)$ et $E_g(0)$ les énergies de bande interdite respectivement à la température T et à 0 K, α et β sont des paramètres ajustables.

Le nitrure de gallium dispose d'une énergie de bande interdite ne dépassant pas les 3,5 eV entre 300 et 600 K, il faut donc une source excitatrice de longueur d'onde inférieure à la longueur d'onde associée à la bande interdite du matériau pour créer les paires électrons trous qui participent à la photoluminescence, soit une longueur d'onde λ_{inc} < 353 nm. La Figure I-37.(b) présente la courbe de calibration du pic PL en fonction de la température, pour un HEMT AlGaN/GaN sur un substrat de SiC. La résolution spatiale de cette méthode avec un objectif x40 (ouverture numérique O.N. = 0,40) est de ≈ 3 µm [147], qui représente une résolution moins fine qu'avec la spectroscopie Raman, mais s'expliquant par le choix plus restreint dans le commerce, des objectifs adaptés à l'UV avec une longue distance de travail.

Tout comme pour la spectroscopie Raman, la position de la raie PL dépend des contraintes mécaniques, cependant le laser étant absorbé par l'hétérostructure sur une petite profondeur, l'inconvénient est que ces raies sont très sensibles aux contraintes locales présentes en surface et à l'interface AlGaN/GaN [24, 147].

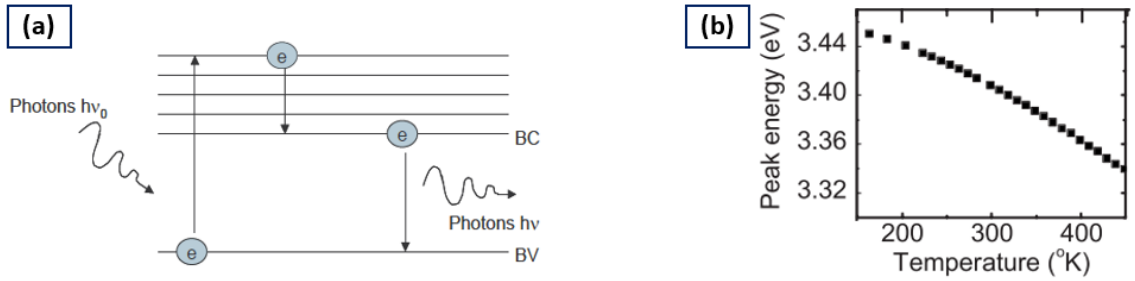


Figure I-37 : (a) Schéma du trajet d'un électron lors du processus de photoluminescence et (b) calibration du pic PL en fonction de la température d'un HEMT AlGaN/GaN sur substrat de SiC [147].

Néanmoins, cette méthode mesure la température du GaN sur une très petite profondeur du matériau (de l'ordre de 100 nm), permettant d'obtenir des informations au plus proche du gaz 2D [147]. A ce jour, la photoluminescence n'a pas encore été étudiée en mode pulsé.

Le dernier système de mesure de la température par méthode optique que nous avons étudié, repose sur le principe physique de l'interférométrie.

4.5 Interférométrie optique

Il existe une multitude de méthodes interférométriques, suivant les propriétés des composants en fonctionnement que l'on souhaite déterminer. Cela peut être la topographie, les vibrations, les contraintes thermomécaniques ou la température [45, 148, 149]. Mais le principe reste le même : faire interférer plusieurs ondes entre elles.

Cette méthode se base sur le changement d'indice de réfraction du matériau dû à l'élévation de la température et au changement de densité de porteurs. Ce changement d'indice induit un déphasage entre une onde laser envoyée sur la partie active de l'échantillon et une onde référence comme illustré sur la Figure I-38.(a). Nous verrons que ces techniques sont usuellement utilisées pour étudier les composants en face arrière. La couche du matériau étudié ainsi que le substrat, doivent donc être transparents à la lumière incidente.

Ce déphasage, proportionnel à l'intégrale de la température et de la densité des porteurs le long du trajet du laser, est donné par la relation suivante [148] :

$$\Delta\varphi(t) = \frac{4\pi}{\lambda}\int\left\{\frac{dn}{dT}\Delta T(z,t) + \alpha_n\Delta n(z,t) + \alpha_p\Delta p(z,t)\right\}dz \qquad \text{Eq. I-36}$$

Où dn/dT (K^{-1}) est le coefficient de température de l'indice de réfraction, ΔT (K) est l'élévation de température le long du trajet du laser (direction z), α_n et α_p sont les coefficients optiques de plasma pour les électrons libres et les trous respectivement, $\Delta n(z, t)$ et $\Delta p(z, t)$ le changement de concentration des électrons libres et des trous respectivement dans la direction z. Une courbe de calibration du coefficient dn/dT en fonction de la température est donc nécessaire (un exemple pour le silicium est visible sur la Figure I-38.(b)).

La Figure I-38 représente le schéma de principe de la méthode BLI (pour *Backside Laser Interferometry*). Une diode laser (λ = 1,3 µm) est utilisée pour éclairer le composant par la face arrière en

traversant le substrat de silicium qui doit être poli. Cette onde est ensuite réfléchie par le dessus du composant, sur un contact ohmique ou une couche de passivation. L'onde réfléchie effectue ensuite le même chemin optique qu'à l'aller pour le retour. Elle est recueillie sur une photodiode dont le signal de sortie est envoyé sur un oscilloscope synchronisé avec les pulses lors des stress électriques.

Un Modulateur Acousto-Optique (MAO) divise le faisceau en deux, l'un va servir de sonde, et l'autre de référence. Le faisceau référence est focalisé sur une partie non alimentée du composant et subit par conséquent un déphasage constant, dû à l'aller-retour sur le même chemin optique mais sans subir l'effet de l'auto-échauffement. Tandis que le faisceau sonde est focalisé sur la partie impliquée par l'élévation de la température. Les deux faisceaux parcourent donc le même substrat et couches de matériaux, pendant que le courant circule, ce qui induit que les contraintes mécaniques générées par ce dernier affecteront de la même manière les deux faisceaux. Cet effet permet d'extraire le signal interférométrique induit par l'auto-échauffement.

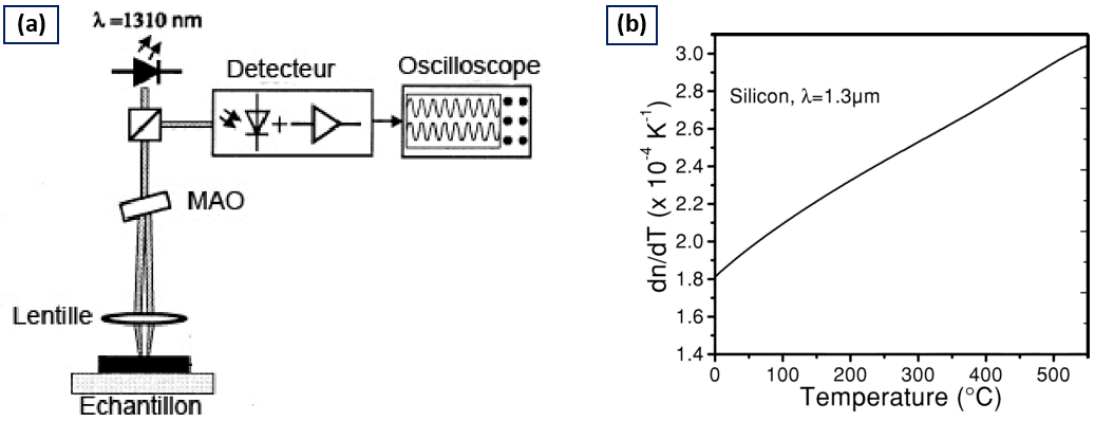


Figure I-38 : (a) Schéma de principe de la méthode par interférométrie optique BLI [148]. (b) Calibration de dn/dT en fonction de la température pour le silicium [150].

Une autre méthode, nommée TIM (pour *Transient Interferometric Mapping*), a été utilisée pour caractériser des transistors AlGaN/GaN sur substrat de saphir [151]. La différence avec la technique précédente est qu'au lieu d'utiliser les deux ondes simultanément à deux endroits différents, une onde est envoyée lorsque le composant est non polarisé, puis une autre lorsqu'il est en fonctionnement. D'autres travaux utilisant la méthode TIM ont également permis de réaliser des cartographies [150, 152], dont les résultats n'ont pas permis de révéler des températures de manière précise, mais plutôt la densité d'énergie thermique générée à l'intérieur du composant, ou encore l'analyse de défaillance telle que la détection de courant de fuite de grilles.

L'interférométrie optique est intéressante car elle est sans contact, non destructive et permet d'obtenir des informations à l'intérieur du composant, notamment sous les contacts ohmiques. De plus, les mesures permettent une caractérisation en mode pulsé.

Cependant, la température est moyennée sur tout le volume sondé par le faisceau laser, correspondant à un cylindre de l'interface air/substrat jusqu'à la métallisation et de diamètre égal au spot laser (≈ 1,5 µm). A l'inverse du Raman, il n'est pas possible de discerner les différentes couches. De plus, la face arrière doit être polie, ce qui modifie la dissipation thermique du composant. A propos du mode

pulsé, l'aller-retour doit être pris en compte, ce qui fait que la première information sur l'évolution du pulse peut débuter à ≈ 2 µs [151]. Enfin, le changement de phase dû à l'expansion thermique n'est pas pris en compte lors des calculs de température [150]. Tous ces inconvénients font que la méthode interférométrique n'est pas adaptée à notre problématique.

4.6 Conclusion sur l'utilisation des méthodes optiques

Les techniques optiques sont celles qui permettent de réaliser les mesures les plus localisées, grâce à des diodes ou des lasers, de la température du composant via des propriétés physiques du matériau. Elles sont généralement sans contact et non invasives. Elles permettent de produire des cartographies ou des profils de température avec des résolutions spatiales micrométriques. De plus, des bancs en mode pulsé ont déjà été réalisés pour la plupart.

Les mesures nécessitent cependant d'avoir accès à la zone active du HEMT, ce qui ne rend pas entièrement compte de l'utilisation du composant. En effet, le composant étant décapoté une dissipation thermique se fait avec l'air ambiant, dont il serait intéressant de simuler le phénomène par modélisation numérique. Ces méthodes sont celles qui nécessitent le matériel le plus onéreux et la prise en main ne se fait pas forcément rapidement. De plus, une rigueur doit être apportée au niveau de la calibration qui est souvent délicate. Le Tableau I-4 donne quelques résolutions annoncées dans la littérature, ainsi que certaines des spécificités.

Méthodes	Résolutions *[pulsé]*			Cartographie	Notes
	x (µm)	T (K)	t (s)		
Thermographie IR [86]	2 - 3 [25]	0,05	1 µ	Oui	Dépendance de l'émissivité du matériau Mesure parfois en profondeur
Thermoréflectance [98]	0,3 - 0,5 *[idem]*	0,01	800 p - 0,1 µ	Oui	Mesure de surface Mesure sur les métaux Mesure délicate sur les semiconducteurs
Spectroscopie Raman [70, 114]	< 1 [idem]	5	10 n	Oui	Mesure en profondeur Distinction des couches Mesure sur les semiconducteurs
Photoluminescence [147]	2 - 3	1		Oui	Faible profondeur Idem que « spectroscopie Raman »
Interférométrie [151]	0,5 [idem]	100 µ	6 - 100 n	Non	Grand volume moyenné Polissage nécessaire

Tableau I-4 : Résolutions et spécificités des méthodes optiques.

La thermographie infrarouge est la méthode la plus rapide à prendre en main grâce aux équipements automatisés. Mais la résolution spatiale est une des moins bonnes aussi bien en continu qu'en pulsé même avec un objectif approprié. De plus, les températures sont parfois moyennées sous la surface, dont les profondeurs sont mal déterminées.

La thermoréflectance possèderait potentiellement les meilleures résolutions spatiales et en température. Cependant, la précision et la répétabilité des mesures n'a pas encore été rapportée dans la littérature. De plus, le principal inconvénient est que la calibration en température ne soit réalisée que sur une gamme inférieure à 50 °C, qui ne correspond pas à celle employée par le composant en fonctionnement.

La spectroscopie Raman possède plusieurs spécificités intéressantes, dont la distinction des couches en profondeur. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle n'est pas aussi automatisée que peut l'être la thermographie IR.

La photoluminescence possède les mêmes caractéristiques que la spectroscopie Raman. A la différence qu'il est nécessaire de connaitre l'influence du laser sur la température du matériau.

Enfin, la méthode interférométrique n'est pas adaptée à notre problématique, principalement à cause du volume moyenné trop vaste sans pouvoir distinguer les couches.

5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé plusieurs méthodes de caractérisation thermique qui ont été utilisées sur des HEMTs AlGaN/GaN. Nous avons pu constater que chaque méthode possède ses avantages et inconvénients, mais qu'aucune ne répond complétement à notre problématique, nous envisageons donc la possibilité de combiner plusieurs méthodes. Pour ce faire, une résolution en température de 5 à 10 K est requise, avec une résolution spatiale micrométrique et une mesure au plus proche du point chaud. De plus, la résolution temporelle en mode pulsé doit être inférieure à la centaine de nanosecondes.

Plusieurs méthodes physiques affichent des résolutions spatiales et en température qui sont intéressantes (respectivement inférieures au micromètre et à 5 K). Cependant, nous avons remarqué qu'elles ne sont pas adaptées à notre problématique, principalement parce qu'elles nécessitent soit le dépôt d'une couche, soit l'intégration de microrésistances impossible à appliquer sur des composants du commerce. De plus, elles ne permettent pas à notre connaissance, de réaliser des bancs de caractérisation thermique en mode pulsé.

Les méthodes électriques possèdent une bonne résolution temporelle qui leur confère une haute potentialité en mode pulsé, d'autant plus que l'équipement nécessaire peut être aisément disponible et moins onéreux qu'une méthode optique. Cependant, la résolution spatiale moyenne la température sur un volume trop vaste, qui ne donne donc aucune information locale de l'échauffement. Ce paramètre n'est pas compatible avec notre problématique et ne sera pas choisi dans le cadre de nos mesures en température.

Les méthodes optiques sont celles qui présentent le plus de réponses à notre cahier des charges. Les caractérisations peuvent se faire de manière très localisée avec de bonnes résolutions et une potentialité prometteuse en mode pulsé. Elles sont également sans contact et certaines ne dégradent pas le composant. Ces mesures nécessitent cependant d'avoir accès à la zone active du HEMT, nécessitent le matériel le plus onéreux et la prise en main ne se fait pas forcément rapidement. Cependant, la thermographie infrarouge possède une résolution spatiale qui ne correspond pas à notre cahier des charges et l'interférométrie moyenne la température en volume sans distinguer le substrat de la couche de GaN. De ce fait, elles ne seront pas choisies pour notre banc de caractérisation thermique.

Ainsi, les trois méthodes qui semblent les mieux adaptées à notre problématique sont la spectroscopie Raman, la photoluminescence et la thermoréflectance :

- La thermoréflectance possède de très bonnes résolutions spatiale et en température, ainsi que de bonne résolution temporelle en régime pulsé. Elle permet également de caractériser les métaux, mais l'analyse du semiconducteur GaN semble imprécise.

- La spectroscopie Raman possède également de bonnes résolutions spatiale et en température et a déjà montré son efficacité en mode pulsé avec une très bonne résolution temporelle. Elle permet en outre de sonder les couches en profondeur des semiconducteurs, de les distinguer et d'utiliser le mode confocal.
- La photoluminescence possède les mêmes avantages et inconvénients cités ci-dessus, à la différence qu'elle permet de sonder les matériaux semiconducteurs sur une plus petite portion que le Raman visible, mais que le mode pulsé n'a pas été étudié, à ce jour.

Chapitre II : Évaluation de la méthode de caractérisation thermique par thermoréflectance sur des HEMTs AlGaN/GaN sur substrat SiC

Introduction

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 1, la caractérisation de la température d'un matériau par thermoréflectance semble très prometteuse, en particulier pour la détermination de la température d'auto-échauffement de composants électroniques fonctionnant en mode opérationnel.

Actuellement, les entreprises commercialisant des appareils permettant la caractérisation thermique par thermoréflectance, développent leur propre logiciel et proposent des équipements de mesure spécifiques. Pour ces raisons, il nous a semblé intéressant de caractériser le même composant avec les équipements proposés par deux fournisseurs afin de comparer leurs performances. En conséquence, nous sommes allés caractériser thermiquement un composant de la filière GaN chez ces derniers afin de bénéficier non seulement de leurs appareils mais aussi de l'expertise de leurs ingénieurs. Dans un souci de confidentialité, nous les nommerons entreprises A et B. Durant ces caractérisations thermiques, nous avons particulièrement focalisé notre attention sur la précision et la répétabilité des mesures, la facilité d'utilisation et la convivialité du logiciel pilotant les appareils commercialisés par ces entreprises.

Ainsi, ce chapitre est organisé en quatre parties :

- La première partie débute par un rappel du principe de la thermoréflectance et de l'extraction de la température d'auto-échauffement de composants polarisés en régimes continu et pulsé. Ensuite, les différentes étapes nécessaires à la caractérisation thermique des composants sont décrites puis le protocole de mesures que nous avons utilisé afin de comparer les deux équipements est présenté.
- La deuxième partie commence par la présentation des deux équipements, de leurs performances puis des différences de protocole expérimental proposé par les deux entreprises. Elle se termine par la comparaison entre les températures obtenues avec les deux équipements pour le même composant polarisé dans les mêmes conditions.
- A l'issue de cette comparaison, nous décrirons dans la troisième partie quelques mesures spécifiques réalisées dans les deux entreprises.
- Nous finirons dans la quatrième partie, par la présentation de mesures complémentaires réalisées par thermographie infrarouge, dans le but de comparer la thermoréflectance avec la méthode de routine actuellement utilisée et permettant de sonder les mêmes surfaces.

1 Étapes nécessaires à la caractérisation thermique par thermoréflectance

Nous avons déjà expliqué brièvement, dans le premier chapitre, les différentes étapes de la caractérisation thermique par thermoréflectance. Dans cette partie, nous détaillerons plus finement certains aspects importants, puis nous exposerons le protocole expérimental des deux entreprises.

1.1 Généralités

1.1.1 *Rappel du principe physique de la mesure par thermoréflectance*

Pour rappel, la mesure thermique par thermoréflectance est basée sur la variation de la réflectivité *R* (sans unité) de la surface d'un matériau donné, induite par un changement de température. Cette réflectivité *R* correspond à la proportion de lumière réfléchie par une surface. Ainsi, l'évolution de la réflectivité en fonction de la température est décrite suivant la loi linéaire suivante [153, 88] :

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \left(\frac{1}{R_0}.\frac{\partial R}{\partial T}\right).\Delta T = C_{th}.\Delta T \qquad \text{Eq. II-1}$$

R_0 et R (sans unité) correspondent respectivement aux flux lumineux réfléchis par la surface à l'état froid T_0 (K) et à l'état chaud T_1 (avec T_1>T_0). $\frac{\Delta R}{R_0}$ (sans unité) représente la variation du signal de réflectance lors de la variation de température ΔT (K) entre deux températures T_0 et T_1 telle que Δ T (K) = T_1 - T_0 et C_{th} (K^{-1}) est le coefficient de thermoréflectance.

Dans le premier chapitre, nous avons détaillé le principe de mesure par thermoréflectance en régime continu. La prochaine partie vise à expliciter le principe de mesure en mode pulsé.

1.1.2 *Principe de mesure par thermoréflectance en régime transitoire*

Le principe de caractérisation thermique par thermoréflectance des composants électroniques fonctionnant en régime pulsé est schématisé sur la Figure II-1.

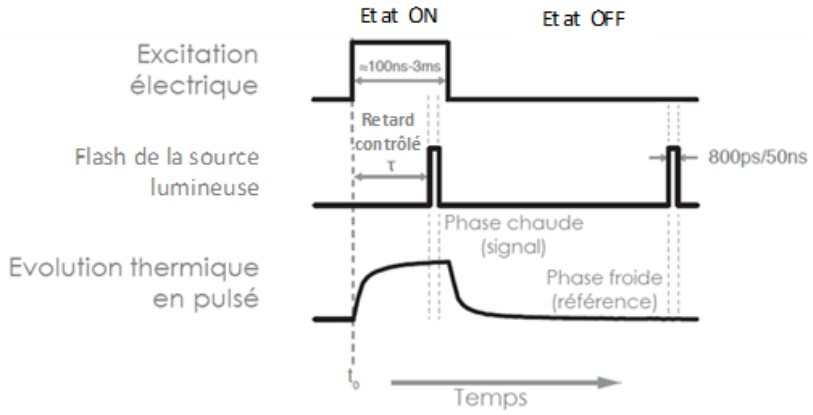


Figure II-1 : Principe de la mesure par thermoréflectance en mode pulsé. Le retard τ du flash de la DEL est synchronisé avec l'excitation électrique afin de caractériser le composant à différents stades du pulse. L'élévation de température est déterminée en calculant le rapport des réflectivités entre les phases chaude et froide [22].

L'émission lumineuse de la DEL est déclenchée avec un retard τ (s) par rapport au début du pulse électrique appliqué sur la grille du composant puis le signal réfléchi issu de l'interaction entre le signal émis et le matériau est détecté par la caméra CCD. En faisant varier τ, il est ainsi possible de suivre l'évolution de la réflectance du signal réfléchi par le matériau durant le pulse électrique. La résolution temporelle est définie par la largeur de pulse minimale que peut délivrer la source lumineuse, c'est à dire

50 ns pour la DEL (λ_{inc} = 530 nm) et 800 ps pour le laser (λ_{inc} = 440 nm) [22, 98]. Plus cette durée de pulse est faible, plus la résolution temporelle est fine.

La variation de la réflectivité du matériau est obtenue en comparant l'intensité moyenne d'une succession d'acquisitions à l'état ON et celle mesurée à l'état OFF du pulse électrique (Figure II-1). Il est important de noter qu'un nombre important de séries d'acquisition est nécessaire afin d'augmenter le rapport signal sur bruit (RSB) et d'obtenir une intensité moyenne de la réflectivité significative. Effectivement, le RSB du signal réfléchi est très dépendant de la nature du matériau. A titre d'exemple, l'obtention d'un RSB correct pour un signal de réflectométrie issu de GaN impose un temps de cycles de mesures 60 fois supérieur à celui utilisé lors de la caractérisation de l'or [154]. Dans le cas de notre étude, le nombre d'acquisitions nécessaire pour étudier correctement les surfaces recouvertes d'or était de 300.

Ainsi, il est possible d'obtenir la variation de température et suivre la réponse transitoire du composant à partir de la variation de la réflectométrie du matériau analysé en utilisant une courbe de calibration, comme nous le verrons au paragraphe 1.2.4.

1.2 Étapes communes aux protocoles expérimentaux

Après avoir décrit rapidement le principe de la thermoréflectance, nous allons présenter les différentes étapes nécessaires à la caractérisation thermique des composants électroniques par des mesures de thermoréflectance. Ces étapes sont indépendantes de l'équipement utilisé, que ce soit celui commercialisé par l'entreprise A ou B.

1.2.1 *Visualisation de la zone à caractériser*

Le choix des zones du composant à caractériser dépend fortement de leur accessibilité, de leur composition chimique, de leur état de surface (rugosité …). Ainsi, il est impératif de repérer par microscopie optique, les lieux du composant pouvant être caractérisés par thermoréflectance et qui suscitent un intérêt pour la caractérisation thermique de celui-ci.

1.2.2 *Analyse du C_{th} en fonction de la longueur d'onde*

L'intensité du signal induit par thermoréflectance et le coefficient de thermoréflectance sont non seulement fortement dépendants de la nature du matériau analysé mais aussi de la longueur d'onde excitatrice utilisée lors de la mesure [91, 92]. Pour ces raisons, il est impératif de déterminer la longueur d'onde optimale pour laquelle la valeur du C_{th} est la plus élevée, afin d'obtenir une plus grande sensibilité de réflectivité en fonction de la température.

L'équipement de thermoréflectance dispose d'une source de lumière blanche située en amont d'un monochromateur permettant de sélectionner la longueur d'onde excitatrice utilisée lors de la caractérisation du matériau. Ainsi, il est possible de déterminer la longueur d'onde excitatrice permettant d'obtenir la valeur de C_{th} la plus élevée pour la zone du composant que l'on souhaite analyser.

La valeur du C_{th} est déterminée à partir de la mesure de la réflectivité R_0 de la zone du composant lorsqu'il n'est pas polarisé (état froid) et la réflectivité R lorsqu'il est polarisé (état chaud).

1.2.3 *Mesure de la thermoréflectance du composant en fonctionnement*

Une fois la longueur d'onde excitatrice optimale déterminée, nous pouvons mesurer $\frac{\Delta R}{R_0}$ pour différentes zones du composant polarisé avec les tensions de V_{DS} et de V_{GS} souhaitées.

Les deux équipements permettent de caractériser thermiquement les composants polarisés en régimes continu et pulsé. De plus, il est possible de réaliser une cartographie en température pixel par pixel de chaque zone des composants étudiés. La semelle du circuit électrique permettant la polarisation du composant est placée sur une cellule à effet Peltier, afin de rester à une température constante durant les mesures de thermoréflectance.

Pour les deux équipements, le système de régulation en température de l'échantillon est intégré dans le système piézoélectrique permettant le déplacement contrôlé en *xyz*. Le système de régulation agit à partir de la face arrière du composant, contrôlant la température de l'ambiante jusqu'à 150 °C. Dans les deux cas, un thermocouple positionné sur le bord de la puce sert d'indicateur de température pour le système (Figure II-2). Les entreprises A et B ont fixé les températures de leur support de manière à ce que les thermocouples affichent des valeurs égales à 20 et 25 °C, respectivement. Lors de nos campagnes de mesures, nous avons constaté un écart de température inférieur à 3 °C entre le système de régulation et le thermocouple, pour la gamme de température étudiée.

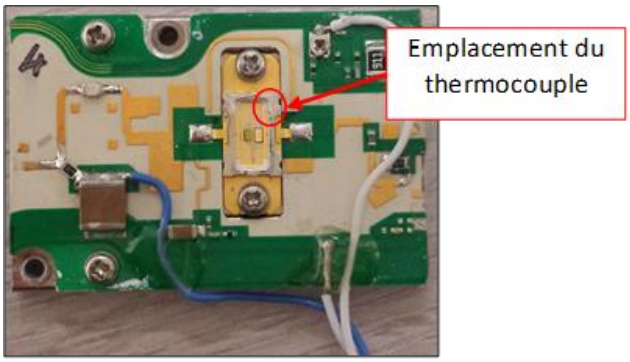


Figure II-2 : Emplacement du thermocouple sur notre composant lors des mesures.

Les mesures de $\frac{\Delta R}{R_0}$ nécessitent moins de temps d'acquisition que l'étape de calibration. Elles sont donc réalisées avant la calibration afin de s'assurer rapidement que les zones analysées renvoient un signal avec un RSB élevé.

1.2.4 *Calibration en température*

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'il est impératif de réaliser une courbe de calibration liant la réflectométrie à la température afin de déterminer la valeur du C_{th} du matériau analysé. Nous détaillerons ici plus précisément le principe de fonctionnement de cette étape et nous verrons que deux types de calibration existent : la méthode « pixel par pixel » et la méthode « par C_{th} fixe ». Nous précisons que la procédure de calibration est la même lors de l'étude d'un composant polarisé en régimes continu et pulsé.

1.2.4.1 Méthode de calibration pixel par pixel

La calibration est réalisée sur le composant que l'on souhaite caractériser thermiquement, à l'aide du système de régulation constitué d'une cellule Peltier. Ainsi, un signal de tension créneau est délivré à cette cellule Peltier qui traduit cette consigne en un signal de température variant dans le temps et possédant deux paliers de températures situés à T_0 et T_1, comme le montre la Figure II-3. Le C_{th} est obtenu à partir du rapport de mesures de réflectivité du matériau analysé obtenues pour ces deux paliers de température. La variation de réflectométrie est reliée à une variation de température mesurée par un thermocouple placé sur le bord de la puce. Nous notons que l'échantillon n'est pas placé dans une cellule thermique, ce qui aurait permis d'avoir une température plus homogène à la surface du composant pour réaliser la calibration en température. Par conséquent, il peut y avoir une différence de température entre la surface du composant et le thermocouple, qui n'est pas précisée par les entreprises.

De plus, le changement périodique de la température entre un état froid (T_0) et un état chaud (T_1) imposé au composant étudié permet de tracer l'évolution linéaire de la réflectivité de la zone analysée en fonction de la température et d'extraire par régression linéaire la valeur du C_{th} (coefficient directeur de la droite).

La dénomination pixel par pixel signifie que des données de C_{th} sont extraites sur chaque pixel de l'image obtenue. Les deux entreprises fonctionnent différemment dans ce processus. Des exemples de cartographies provenant des deux équipements seront présentés dans la deuxième partie de ce chapitre.

Lors de la calibration, le nombre de cycle(s) chaud/froid est usuellement compris entre 1 et 5, et le nombre d'images pour chacun de ces cycles équivaut à une centaine. Ces dernières correspondent à des cartographies pixel par pixel des valeurs de $\frac{\Delta R}{R_0}$ et sont réalisées successivement, à la manière d'un effet stroboscopique, une fois la température du palier T_0 ou T_1 stabilisée. Le C_{th} final de chaque pixel présent sur la cartographie correspond donc à une valeur moyennée à partir d'un grand nombre d'images. De ce fait, plus le nombre de cycles et d'images est élevé et plus le RSB est grand, ce qui donne un C_{th} plus précis.

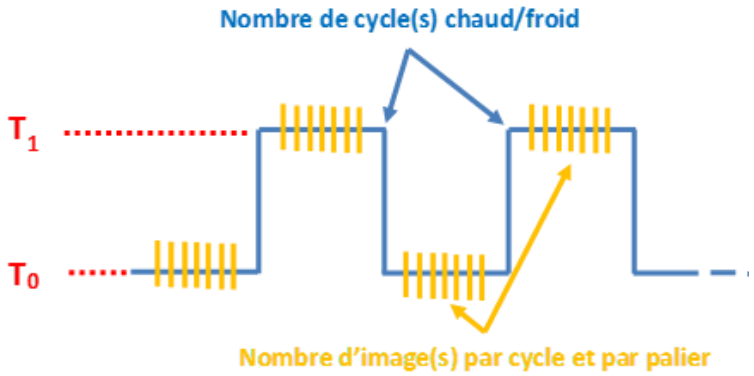


Figure II-3 : Schéma explicatif du processus de calibration en température, nécessaire à l'extraction du C_{th}. Les images prises correspondent à des cartographies pixel-par-pixel de $\Delta R/R_0$.

Pour les deux équipements, ces paliers correspondent à un ΔT de 20 °C à partir de la température ambiante. Nous allons maintenant décrire l'autre mode de calibration.

1.2.4.2 Méthode de calibration par C_{th} fixe

C'est la méthode qui fut utilisée avant 2015 [98, 155, 156]. Le principe suit le même protocole détaillé sur la méthode précédente, mais la différence est qu'au lieu de découper le signal du flux réfléchi pixel par pixel, une seule valeur de C_{th} est attribuée sur chaque type de surface sondée, et qui correspond à la moyenne du C_{th} de cette surface. Le processus expérimental sera davantage détaillé dans la deuxième partie de ce chapitre, dédiée à la comparaison des procédures suivies par les deux entreprises.

Contrairement au mode pixel par pixel qui permet de considérer les variations de C_{th} en fonction de la position sur la surface, la méthode par C_{th} fixe possède ses limites car elle ne prend pas en compte les hétérogénéités locales de l'état de surface et de la passivation, alors que le C_{th} y est sensible [91, 157].

1.2.5 *Étape de post traitement*

Le post traitement consiste à appliquer des filtres et/ou à moyenner plusieurs pixels suivant les cas, afin de retirer les points considérés comme aberrants, tels que ceux ayant un RSB trop faible. Nous verrons que nous émettons plusieurs réserves quant à l'efficacité de cette étape, car le fait de retirer ces points est susceptible de mener à des erreurs d'interprétation si l'on confond par exemple un défaut en surface du matériau, avec une erreur expérimentale. Nous verrons que les deux entreprises travaillent aussi différemment à ce niveau-là.

1.3 Protocole expérimental

Dans cette partie, nous allons présenter le protocole expérimental utilisé lors de la caractérisation thermique du composant de la filière GaN avec les deux appareils commercialisés. L'objectif de ce protocole est de quantifier de façon reproductible l'auto-échauffement des composants par des mesures de thermoréflectance réalisées avec les deux équipements et de comparer leurs performances.

1.3.1 *Zones de mesures*

La Figure II-4 présente une micrographie du composant que l'on a réalisée avec un objectif x5, faisant apparaitre les zones qui ont été caractérisées par thermoréflectance.

Nous avons choisi de caractériser les régions situées au centre (zones 4, 5 et 6) mais aussi au bord du transistor (zones 1, 2 et 3). Parmi ces régions, seules les zones 1, 2, 4, 5 et 6 ont été caractérisées par les deux équipements. La zone 3 a seulement été sondée par l'entreprise B.

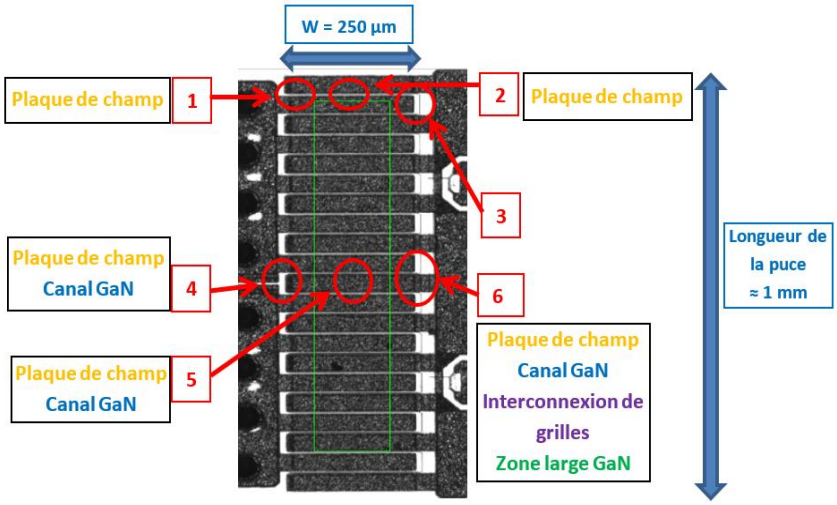


Figure II-4 : Mise en évidence des zones de mesures numérotées sur le véhicule de test. Il est affiché pour chacune d'elles, les surfaces qu'il a été possible de comparer entre les deux équipements.

La Figure II-5 présente un zoom de la région 4 (Figure II-5.(a)), des régions 1, 2, 3 et 5, (Figure II-5.(b)) et de la région 6 (Figure II-5.(c)). Plusieurs types de surface ont été caractérisés en fonction de la zone et sont précisées ci-dessous :

- Les zones 1, 2, et 5 correspondent à celles permettant la mesure de la plaque de champ, de l'électrode de source et/ou de drain et du canal GaN.
- La zone 4 est celle où l'on a sondé la plaque de champ, l'électrode de source, le canal GaN et la zone large de GaN du côté gauche du HEMT, du point de vue de la Figure II-4.
- Les zones 3 et 6 sont les parties où l'on a mesuré la plaque de champ, l'électrode de drain, le canal GaN, l'interconnexion de grilles et la zone large de GaN du côté droit du HEMT, du point de vue de la Figure II-4.

Nous précisons que lorsque l'on sonde un type de surface, cette mesure n'est pas effectuée à partir d'un seul pixel en particulier, car il y aurait peu de chance qu'il soit représentatif du reste de la surface correspondante. De ce fait, et pour les deux entreprises, chaque valeur annoncée dans ce chapitre, que ce soit $\frac{\Delta R}{R_0}$, C_{th} ou ΔT, est issue d'une moyenne déterminée par les logiciels au sein de surfaces de forme rectangulaire, qui sont mises en évidence sur la Figure II-5 pour chaque type de matériau. Ainsi, la surface moyennée pour chaque type de matériau est d'environ 20, 30, 75, 250 et 300 µm², respectivement pour la plaque de champ, le canal GaN, la zone large de GaN, l'interconnexion de grilles et l'électrode.

Il est important de signaler que les électrodes de source et de drain n'ont pas été caractérisées thermiquement par l'entreprise A à cause de leur importante rugosité impliquant un mauvais RSB. Cependant, les ingénieurs de l'entreprise B sont parvenus à caractériser ces électrodes et nous présentons leurs résultats au paragraphe 3.2.5. Nous avons donc choisi d'exploiter la surface correspondant à l'électrode de drain au lieu de celle de la source, ce qui nous a permis de mener une étude originale que nous présenterons dans la partie 3.2.8, durant les mesures spécifiques réalisées au sein de l'Entreprise B.

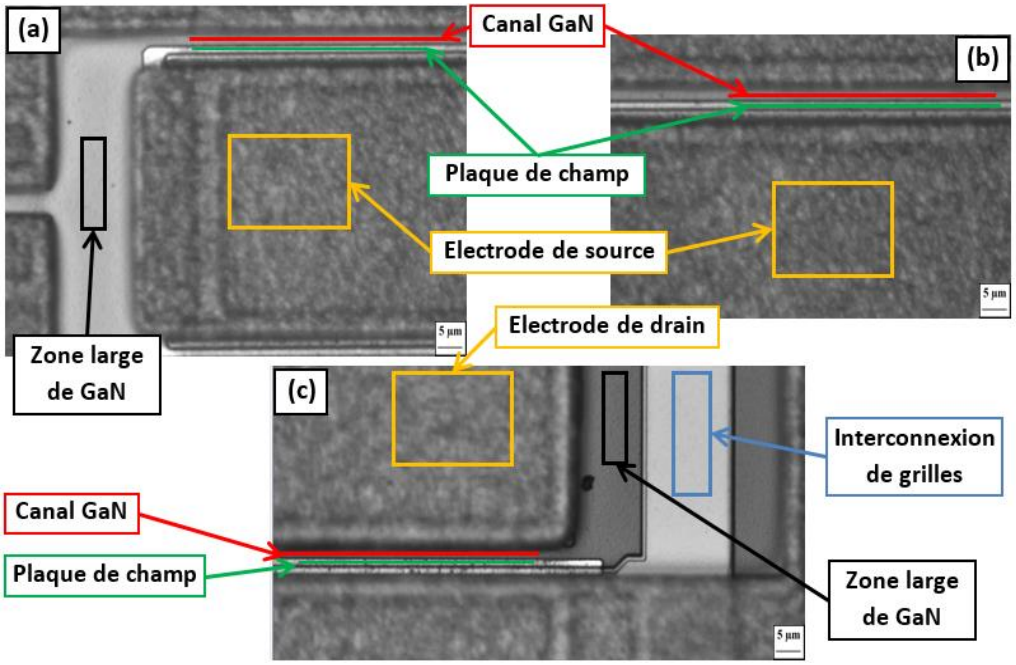


Figure II-5 : Exemples de microscopies optiques observées sur les différentes zones de la Figure II-4. La micrographie (a) correspond à la zone 4, la (b) aux zones 1, 2, et 5, et la (c) à aux zones 3 et 6. Objectif x100.

Comme nous l'avons indiqué dans le premier chapitre, il est précisé dans la littérature que les surfaces à base de GaN sont difficiles à caractériser à cause du faible RSB généré par la nature de ce matériau. Cependant, au moment de nos travaux, le niveau technologique des deux équipements fut tel qu'il a été possible d'obtenir de bons RSB à la surface du GaN, en partie dû aux améliorations des supports piézoélectriques et des systèmes autofocus. Il a donc été jugé intéressant de réaliser des investigations au niveau de ce matériau, car il possède des régions situées au voisinage du point chaud, ce qui correspond à notre problématique. Toutefois, nous verrons que nous mettons des réserves quant à la fiabilité de ces mesures, car la zone qui est réellement sondée lorsque nous extrayons les valeurs à partir de la surface du GaN n'est pas clairement définie dans la littérature. En effet, nous avions précisé dans le chapitre 1 que le GaN avait la particularité d'être transparent à la lumière visible [85]. Par conséquent, nous pensons que l'information thermique reçue peut être une moyenne pondérée entre les réflectivités des interfaces air/passivation, passivation/AlGaN, AlGaN/GaN et GaN/substrat.

1.3.2 *Paramètres d'acquisition des mesures par thermoréflectance*

Lors de l'étape de calibration, les nombres de paliers et d'images par palier permettant l'établissement des cartographies de C_{th} ont été fixés respectivement à 3 et 200. De même, lors des mesures thermiques, le nombre d'images permettant l'acquisition d'une cartographie de $\frac{\Delta R}{R_0}$ a été fixé à 200 pour les deux équipements.

Pour les deux entreprises, les mêmes objectifs ont été utilisés lors des étapes de calibration et des mesures thermiques. Ainsi, nous avons utilisé un grossissement x100 (ON = 0,55) avec l'entreprise A, permettant une résolution spatiale de 100 x 100 nm²/pixel. Tandis qu'avec l'entreprise B, nous avons utilisé les objectifs ayant des grossissements x100 (ON = 0,8) et x20 (ON = 0,4), qui ont permis d'obtenir

des résolutions spatiales de 45 x 45 et 225 x 225 nm²/pixel, respectivement. Par ailleurs, nous nous interrogeons sur la réelle signification d'extraire des valeurs avec des résolutions spatiales aussi fines que 45 x 45 ou 100 x 100 nm²/pixel, car les portions de surface sondées sont de l'ordre de la dizaine ou de la centaine de µm² comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, et la mesure d'un seul ou de quelques pixel(s) n'est pas représentatif de l'échauffement du matériau caractérisé.

Une calibration avec le mode pixel par pixel a été effectuée par les ingénieurs de l'entreprise B sur toutes les zones du composant. Cependant, il est important de souligner que les ingénieurs de l'entreprise A n'ont pas pu utiliser cette méthode de calibration sur toutes les régions analysées, car leur système d'autofocus n'a pas permis une bonne focalisation sur la surface de ces zones, lors du changement de palier de température. Dans ces cas de figure, la calibration par la méthode de C_{th} fixe a été utilisée.

Le tableau II-1 présente une synthèse concernant la méthode de calibration réalisée en fonction des zones du composant et des matériaux caractérisés par les ingénieurs des entreprises A et B.

Méthode de calibration	Entreprise B (λ_{inc} = 530 nm)	Entreprise A	
		Surface à base d'or (λ_{inc} = 530 nm)	Surface à base de GaN (λ_{inc} = 505 nm)
Pixel par pixel	Toutes les zones	Zone 6	Toutes les zones
C_{th} fixe	-	Zones 1, 2, 4 et 5	-

Tableau II-1 : Résumé des méthodes de calibration effectuées sur chacune des zones caractérisées et des longueurs d'onde incidente utilisées.

1.3.3 *Conditions de polarisation*

Le Tableau II-2 présente une synthèse des conditions de polarisation du composant en régimes continu et pulsé. Les conditions de polarisation du mode continu sont caractérisées par l'intensité drain-source (I_{DS}) et la tension drain-source (V_{DS}), qui permettent d'atteindre la puissance dissipée (P_{diss}) désirée. Afin de s'assurer de la stabilité de la température d'auto-échauffement du composant durant les caractérisations par thermoréflectance, le courant I_{DS} est contrôlé avec un ampèremètre et sa valeur est ajustée en modifiant la valeur de V_{GS}. Les conditions de polarisation du mode pulsé sont caractérisées par la valeur maximale de l'intensité de drain (I_{DS} max), et de la tension V_{DS}. Le facteur de forme représente la proportion entre la durée du pulse et celle de la période. Les pulses électriques sont générés par des impulsions entre deux valeurs de tension source-grille, V_{GS} *OFF et* V_{GS} *ON*, étant respectivement la tension V_{GS} lorsque le canal est pincé et ouvert. En régime pulsé, la valeur de la tension V_{GS} ON doit être paramétrée de telle sorte que I_{DS} soit égale à 700 mA, pour V_{DS} = 45 V.

Température de semelle	Mode continu			Mode pulsé				
	I_{DS} (mA)	V_{DS} (V)	P_{diss} (W)	I_{DS} max (mA)	V_{DS} (V)	V_{GS} OFF (V)	Largeur de pulse (µs)	Facteur de forme
25 °C	500	10	5	700	45	-6	500 µs	20%
		15	7,5					
		20	10					
		25	12,5					
		30	15					

Tableau II-2 : Conditions de polarisation en modes continu ou pulsé.

Nous avons choisi de réguler la température de semelle à 25 °C car elle est majoritairement utilisée dans les études concernant les caractérisations thermiques des composants par spectroscopie Raman, par thermoréflectance et par thermographie infrarouge rapportées dans la littérature [53, 82, 90]. Ainsi, nos résultats pourront être comparés à ceux obtenus par d'autres équipes de recherches.

Afin de nous assurer de la cohérence de nos résultats, des mesures de thermoréflectance ont été effectuées pour un composant polarisé en régime continu à 5 points de fonctionnement différents, comme le montre le tableau II-2.

2 Comparaison de l'utilisation des deux équipements

Cette deuxième partie est consacrée à la description des similitudes et des différences existantes entre les équipements et les protocoles expérimentaux utilisés par les ingénieurs des deux entreprises. Pour ces raisons, nous allons commencer par énumérer les spécificités de chaque appareil de thermoréflectance. Toutes les étapes expérimentales menant à l'extraction de la température d'auto-échauffement des composants polarisés exploitées par chaque équipe sont comparées dans la suite afin d'évaluer l'impact des paramètres expérimentaux sur la précision et la répétabilité des résultats obtenus. Bien sûr, toutes les mesures ont été effectuées sur les mêmes zones du même véhicule de test polarisé dans des conditions identiques.

2.1 Présentation des équipements des deux entreprises

Le Tableau II-3 présente le matériel optique constituant les équipements proposés par les deux entreprises.

Entreprise A	Entreprise B
Caméra CCD à résolution 1000 x 1000 pixels dans le visible, l'UV et le proche infrarouge	Caméra CCD à résolution 1624 x 1236 pixels dans le visible, l'UV et le proche infrarouge
Logiciel d'acquisition des mesures thermiques et traitement des données	
Système autofocus semi-automatique	Système autofocus automatique en temps réel
Source lumineuse de 16 DELs délivrant les longueurs d'onde 365, 385, 405, 420, 455, 470, 490, 505, 530, 565, 590, 625, 730, 780, 810 et 850 nm	4 DELs disponibles, délivrant les longueurs d'onde 470, 530 et 780 nm, ainsi qu'une lumière blanche
Monochromateur délivrant une source de lumière monochromatique de 350 à 900 nm par pas de 5 nm (résolution non précisée)	Monochromateur délivrant une source de lumière monochromatique de 390 à 780 nm par pas de 5 ± 0,5 nm
Platine motorisée intégrant le porte-échantillon combiné à une cellule à effet Peltier, permettant d'imposer une température constante entre 20 et 100 °C (entreprise A) et 120 °C (entreprise B). Cette platine peut être déplacée dans les directions *0x, 0y, 0z*	
Objectifs en longue distance focale, à grossissement x5, x50, x100 et x100 en proche UV	Objectifs en longue distance focale, à grossissement x5, x20, x50 et x100

Tableau II-3 : Présentation des équipements proposés par les deux entreprises.

Les véhicules de test sont fixés de manière différente selon les deux équipements, comme il est schématisé sur la Figure II-6 ; dans l'entreprise A, l'échantillon est déporté sur la plaque chauffante, puis un système externe fait le vide entre la plaque et l'échantillon jusqu'à ce que ce dernier soit bien fixe.

Dans l'entreprise B, l'échantillon est déposé sur la cellule Peltier avec une couche de graisse thermique à base de silicium étalée à l'aide d'une lame de rasoir. Cette couche doit être la plus fine possible (autour de quelques dizaines de microns) pour ne pas créer de résistance thermique supplémentaire entre la puce et la cellule Peltier.

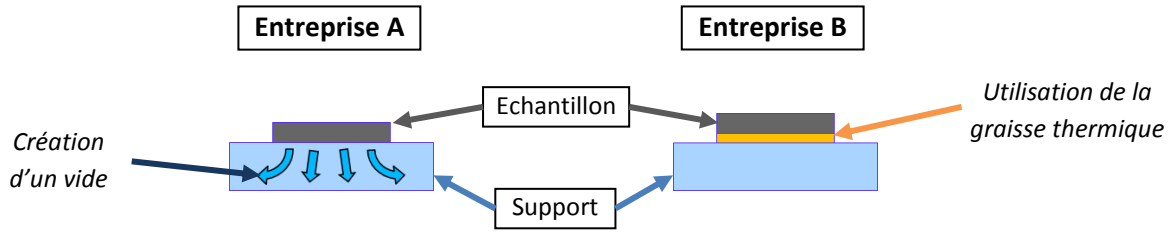


Figure II-6 : Schéma des deux types de fixation de l'échantillon sur le support, utilisés par les entreprises A et B.

2.2 Comparaison des protocoles de mesures thermiques

Durant la partie 1.2, nous avons exposé les différentes étapes qui définissent la procédure de caractérisation thermique par thermoréflectance. Cependant, les deux entreprises ont développé leur logiciel d'acquisition et d'extraction des données personnalisé et optimisé en fonction de leurs expériences respectives. L'objectif fondamental de chacune des étapes reste le même, mais nous verrons que la mise en œuvre est parfois différente. Nous allons donc énumérer dans cette partie, les principales différences présentes lors des procédures de mesures thermiques des deux entreprises.

2.2.1 *Choix de la longueur d'onde de la diode*

Pour les zones constituées d'une surface en or, nous avons utilisé la longueur d'onde incidente de $\lambda = 530$ nm car le rapport signal sur bruit des signaux de réflectivité est élevé, comme le rapportent plusieurs publications [158, 159]. De plus, les deux équipements permettent d'effectuer des caractérisations avec cette longueur d'onde incidente, ce qui est appréciable pour la comparaison de leurs performances.

Cependant, l'interaction de cette longueur d'onde incidente avec le GaN engendre des signaux de réflectométrie ayant un faible RSB [20, 154]. De plus, ce semiconducteur est transparent vis-à-vis des ondes électromagnétiques constituant le domaine du visible. Cela signifie que les signaux obtenus par thermoréflectance sont susceptibles de provenir des réflectivités des différentes interfaces se trouvant sur le passage de l'onde électromagnétique incidente utilisée telles que les interfaces air/passivation, passivation/AlGaN, AlGaN/GaN et/ou GaN/substrat [21, 160]. Ce phénomène implique que l'information thermique obtenue à la surface du GaN proviendrait en réalité d'une combinaison provenant de ces différentes interfaces. Il est ainsi nécessaire d'évaluer, parmi ces interfaces, la réflectivité qui sera prédominante. Cette estimation peut être effectuée à l'aide de la relation donnant *r*, le coefficient de Fresnel qui exprime les liens entre les amplitudes des ondes réfléchie et incidente selon [161] :

$$r = \frac{n_1 \cos\theta_1 - n_2 \cos\theta_2}{n_1 \cos\theta_1 + n_2 \cos\theta_2} \qquad \text{Eq. II-2}$$

Avec n_1 et n_2 les indices de réfraction des milieux 1 et 2. Les angles θ_1 et θ_2 représentent les écarts entre l'onde incidente et la normale de la surface, respectivement des milieux 1 et 2. La lumière est envoyée perpendiculairement à la surface du composant, nous pouvons donc considérer la valeur des angles θ_1 et θ_2 comme nulle. Le Tableau II-4 présente les indices de réfraction et les coefficients de Fresnel des différentes interfaces susceptibles d'être traversées par la lumière visible.

Matériau	Air	Si_3N_4	AlGaN	GaN	SiC
n	1,0 [162]	2,1 [163]	2,4 [160]	2,4 [160]	2,7 [160]
$r_{interface}$	-	$r_{Air/SI3N4}$ = 0,35	$r_{SI3N4/AlGaN}$ = 0,067	$r_{AlGaN/GaN}$ = 0,0	$r_{GaN/SiC}$ = 0,059

Tableau II-4 : Valeur des indices de réfraction de plusieurs couches du composant, nécessaires au calcul du coefficient de réflexion $r_{interface}$.

Le Tableau II-4 nous montre que le coefficient de réflexion air/passivation est le plus élevé. Cela s'explique par un écart plus grand entre leurs indices *n*, par rapport aux autres interfaces. L'information de la température obtenue sur les zones à base de GaN, est donc majoritairement issue de la surface de la passivation. A noter que dans la réalité, il est possible que les rayons soient réfléchis plusieurs fois à l'intérieur de la structure, avant d'en ressortir. Dans ce cas, les valeurs du Tableau II-4 pourraient être modifiées, et plus difficiles à quantifier. Aucune étude, à ce jour, n'a encore réellement démontré la zone mesurée, lorsque l'on sonde une surface à base de GaN avec la thermoréflectance. Nous exposerons tout de même les résultats obtenus sur les surfaces à base de GaN, car cela constitue des données originales par rapport à la littérature, mais ne pourront pas représenter un argument déterminant pour définir le choix des méthodes thermiques.

Afin de déterminer la valeur optimale de la longueur d'onde excitatrice permettant d'obtenir des signaux de thermoréflectance ayant un RSB élevé, nous avons effectué un balayage de longueur d'onde sur la zone large de GaN de la région 4 avec l'équipement proposé par l'entreprise A. Nous avons choisi la condition de polarisation la plus intense, parmi celles du Tableau II-2 (P_{diss} = 15 W) afin que les variations de réflectivité soient les plus grandes et que l'on discerne mieux les extrema. Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure II-7 et sont issus de la comparaison des signaux de réflectométrie mesurés lorsque le composant n'est pas polarisé et lorsqu'il est polarisé à V_{DS} = 30 V et qu'il délivre un courant I_{DS} = 0,5 A.

Nous constatons une oscillation du signal de thermoréflectance en fonction de la longueur d'onde. Ce phénomène est caractéristique des matériaux constitués d'une passivation, et a déjà été mis en évidence par Tessier et al. [104], lors de la comparaison d'un signal de réflectance issu d'une couche d'or avec ou sans une couche de passivation de Si_3N_4. Le résultat montre que ces oscillations sont liées à des interférences optiques, entre les rayons réfléchis à travers la passivation transparente et la lumière incidente [91, 104, 157]. Dans le cas du GaN, ce dernier étant transparent à la lumière visible, ces effets d'interférences peuvent également avoir lieu [135].

Nous pouvons remarquer sur la Figure II-7 qu'il n'y a aucune longueur d'onde dans l'UV qui puisse être utilisée pour les mesures en fonctionnement. Nous constatons également que le signal est d'autant plus intense que la longueur d'onde est grande, c'est-à-dire que les radiations incidentes pénètrent le GaN en profondeur. Ces données nous font nous interroger sérieusement sur le fait que les signaux de réflexion

provenant du GaN, peuvent en réalité être fortement influencés par la réflectivité de l'interface GaN/substrat.

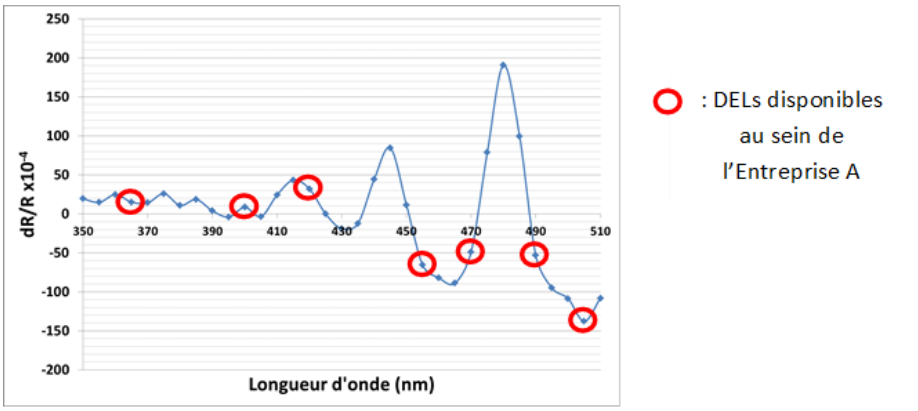


Figure II-7 : Balayage de longueur d'onde réalisé entre 350 et 510 nm par pas de 5 nm sur la zone large de GaN. Condition de polarisation : V_{DS} = 0 V, I_{DS} = 0 A (référence) et V_{DS} = 30 V, I_{DS} = 0,5 A (signal). Les longueurs d'onde des DELs disponibles au sein de l'entreprise A sont entourées en rouge.

D'après la Figure II-7, les meilleures sensibilités, c'est-à-dire celles pour lesquelles $|\frac{\Delta R}{R_0}| > 50\text{x}10^{-4}$, sont obtenues pour des longueurs d'onde égales à 445, 460, 480 et 505 nm. Cependant les DELs disponibles délivrent des longueurs d'onde de 365, 405, 420, 455, 470, 490 et 505 nm. Ainsi, les caractérisations par thermoréflectance du GaN ont été effectuées par la suite avec la DEL incidente ayant un λ = 505 nm. Nous avons tout de même décidé de tester les réponses de réflectivité de chacune des DELs, car leur bande d'émission est plus large que celle du monochromateur, ce qui serait donc susceptible de modifier les valeurs présentes sur la Figure II-7. De plus, il n'existe pas d'étude dans la littérature visant à évaluer l'impact du choix de la source lumineuse, c'est-à-dire le monochromateur ou une DEL, sur la détermination du ΔT par thermoréflectance.

Ainsi pour chaque DEL présente, nous avons observé le signal de thermoréflectance $\frac{\Delta R}{R_0}$ sur la zone large de GaN et le canal GaN, entre l'état OFF du composant (P_{diss} = 0 W) et l'état ON (P_{diss} = 15 W). Les résultats nous ont confirmé sans surprise, que la longueur d'onde à 505 nm reste celle offrant le meilleur rapport $\frac{\Delta R}{R_0}$ pour ces deux zones. En effet, le monochromateur révélait un $\frac{\Delta R}{R_0}$ = -140x10^{-4} pour λ = 505 nm (Figure II-7), tandis que pour la DEL, $\frac{\Delta R}{R_0} \approx$ - 150x10^{-4}. Ainsi, le monochromateur semble donc conférer une réflectivité aussi intense que celle délivrée par la DEL pour cette longueur d'onde alors que l'intensité de la source lumineuse provenant du monochromateur est plus faible que celle de la DEL. Ces résultats peuvent nous faire nous interroger sur la pertinence d'utiliser une DEL au lieu du monochromateur, d'autant que ce dernier apporterait deux avantages :

- La bande d'émission de la DEL est plus large que celle du monochromateur, ce qui induit qu'une zone plus large du spectre est donc susceptible d'être balayée par la DEL, correspondant à des longueurs d'onde dont les signaux de réflectance sont plus faibles.
- Le monochromateur permet l'accès à un plus grand nombre de longueurs d'onde que la DEL, dont certaines pourraient révéler de meilleurs signaux de réflectance. Par exemple, la Figure II-7

montre que la longueur d'onde émettant à 480 nm permet d'obtenir le meilleur signal de réflectance, mais aucune des deux entreprises ne possède de DEL délivrant une telle longueur d'onde.

Nous avons partagé ces interrogations avec les deux fournisseurs, qui nous ont répondu que sur les métaux le monochromateur montre généralement une intensité plus faible du signal de réflexion que la DEL. En effet, avec l'entreprise B, nous avons pu comparer les valeurs du C_{th} extrait sur la surface de l'interconnexion de grilles, en utilisant le monochromateur (avec λ = 530 nm) et la DEL (λ = 530 nm), qui nous ont permis d'obtenir des C_{th} d'environ - 1,9.10^{-4} K^{-1} et - 5,4.10^{-4} K^{-1}, respectivement. Cependant, cette entreprise nous a précisé qu'il est tout de même possible de l'utiliser pour les caractérisations en mode continu, mais que pour le mode pulsé le monochromateur n'est pas encore optimisé pour délivrer des pulses de lumière.

En résumé, lors de nos mesures thermiques utilisant des DELs, nous avons choisi la longueur d'onde incidente de 530 nm pour sonder les surfaces à base d'or et ce, avec les deux équipements. Pour la caractérisation des surfaces à base de GaN, nous avons choisi la longueur d'onde de 505 nm avec l'entreprise A. Comme cette longueur d'onde n'était pas disponible au sein de l'entreprise B, nous avons utilisé la longueur d'onde de 530 nm qui a donné des RSB satisfaisants dans notre cas.

2.2.2 *Calibration en température*

La calibration des mesures de thermoréflectance est une étape cruciale du protocole menant à l'extraction de la température d'auto-échauffement des composants électroniques. Pour ces raisons, nous allons décrire précisément les modes opératoires utilisés par les ingénieurs des entreprises A et B afin de les analyser minutieusement et de les comparer.

2.2.2.1 Méthode de calibration pixel par pixel

Lors des étapes de calibration, les paliers de température correspondant à l'état froid et à l'état chaud, sont de 20 et 40 °C pour l'entreprise A et 25 et 40 °C pour l'entreprise B. Pour les deux procédures, la mesure du C_{th} a été moyennée à partir de 3 cycles chaud/froid.

Un des problèmes majeurs de la calibration en température est causé par la dilatation thermique du matériau lorsque celui est à l'état chaud (i.e. 40 °C). La focalisation sur la zone à analyser est rendue difficile et un décalage de l'image, par rapport à l'état froid, peut être observé. Pour remédier à ce souci, les entreprises ont développé chacune un système d'autofocus permettant de focaliser de manière optimale et automatisé l'objectif sur la surface à étudier.

Le principe de base est commun aux deux systèmes : à partir de la micrographie du composant, on délimite une zone définie par un rectangle, puis le système autofocus y réalise la mise au point en commandant la platine piézoélectrique, ce qui donne une image nette de la zone observée dans le champ d'observation de l'objectif. Cette zone, appelée région d'intérêt (ou *ROI* pour *Region Of Interest*) et mise en évidence sur la Figure II-8, servira de référence pour l'autofocus. Il est conseillé de choisir une *ROI* qui possède des zones de contraste, afin que l'autofocus puisse faire la mise au point efficacement.

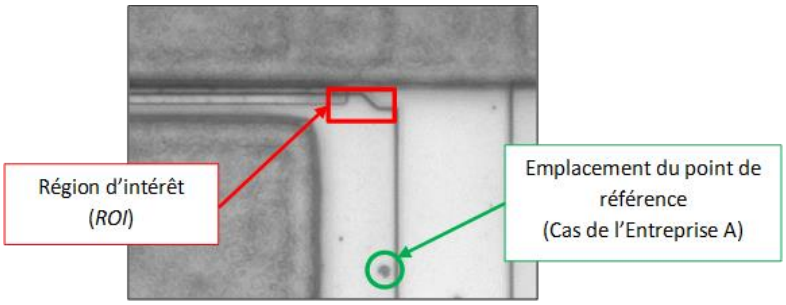


Figure II-8 : Microscopie optique d'une région du composant, montrant la région d'intérêt (rectangle rouge) qui permet la mise au point de l'image. L'emplacement d'un point de référence nécessaire au programme de l'entreprise A est mis en évidence dans le cercle vert.

Ensuite, les deux entreprises travaillent différemment pour focaliser l'objectif sur la zone à chaque palier de température. Le programme de l'entreprise A est semi-automatique, c'est-à-dire qu'avant la calibration, il est nécessaire de placer un point de référence, comme un défaut ou une poussière (Figure II-8), le programme enregistre alors les coordonnées du point dans le repère du détecteur. Une fois le palier de température atteint, le point de référence est à replacer manuellement sur la micrographie, le système piézoélectrique se met alors en mouvement, de façon à ce que le nouveau point soit superposé à celui dont les coordonnées ont été enregistrées précédemment. Enfin, l'autofocus réalise une mise au point automatique et la mesure de la réflectivité peut débuter.

L'autofocus de l'entreprise B est plus automatisé. Le logiciel procède à un recalage d'image et refocalise en direct l'image contenue dans la fenêtre de la *ROI* au cours de l'échauffement du matériau. La qualité de la focalisation est assurée principalement par le suivi de deux paramètres, les taux d'exposition lumineuse et de contraste de la *ROI*, qui doivent être identiques à ceux enregistrés avant le début de la calibration.

2.2.2.2 Méthode de calibration par C_{th} fixe

Avec l'entreprise A, il n'a été possible de réaliser le mode de calibration pixel par pixel sur les zones à base d'or, que sur la zone 6. Pour les zones 1, 2, 4 et 5, ni l'autofocus ni le mode manuel de cet équipement n'ont permis une focalisation correcte sur la surface de ces zones à analyser. Pour ces raisons, nous avons utilisé la méthode du C_{th} fixe pour caractériser ces zones. Ainsi, nous avons travaillé à partir des valeurs de C_{th} issues de la calibration pixel par pixel obtenues pour la plaque de champ de la zone 6, comme cela est présenté sur la Figure II-9.(a). La portion de la plaque de champ mesurée est définie par un rectangle de 9 x 500 pixels. Les valeurs moyennes de chaque ligne de pixels ont été calculées et sont représentées sur la Figure II-9.(b).

Nous pouvons noter une évolution des valeurs de C_{th} dans le sens *Oy* de la plaque de champ, qui peut s'expliquer par une forte dépendance en fonction de l'état de surface, de la rugosité, de la variation de l'épaisseur de la passivation et de la planéité de la plaque de champ. Ces constats ont été relayés par plusieurs publications, qui précisent que l'homogénéité de la couche de passivation et l'état de surface sont des paramètres qui peuvent modifier le C_{th} de façon radicale [104, 158, 164]. D'après la Figure II-9.(b), les valeurs moyennes sur la plaque de champ évoluent de - 2,7 $x10^{-4}$ K^{-1} à - 11,2 $x10^{-4}$ K^{-1}. En calculant la moyenne de ces valeurs, on obtient un C_{th} d'environ - 8,0 $x10^{-4}$ K^{-1} avec une répartition des valeurs de ± 3,1.10^{-4} K^{-1}. Cette valeur moyenne correspondra au C_{th} fixe, que l'on attribuera aux plaques de champ

des zones 1, 2, 4 et 5. Nous pouvons noter que cette répartition des valeurs de ± 3,1.10^{-4} K^{-1} représente presque 50% du C_{th} moyen (- 8,0 x10^{-4} K^{-1}), ce qui est dû à l'importante disparité de ces valeurs sur la plaque de champ. Nous pouvons ainsi imaginer que cette approximation risque de générer des erreurs d'incertitude sur les mesures.

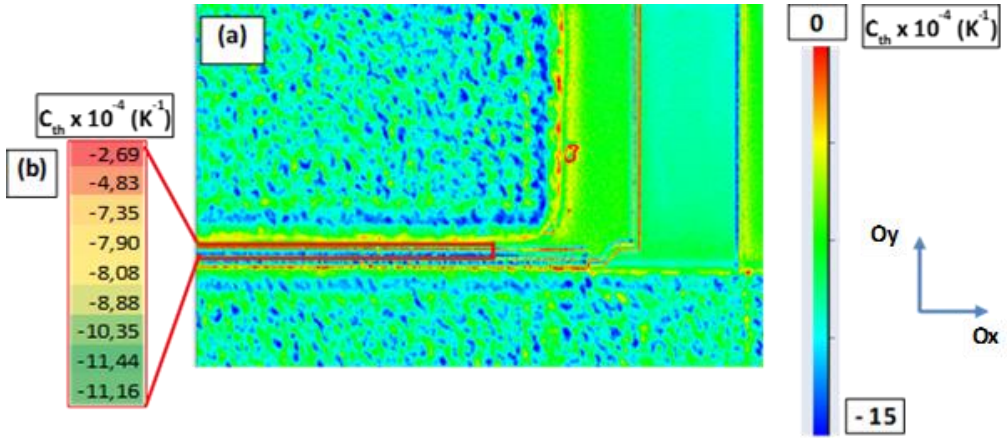


Figure II-9 : (a) Cartographie du coefficient de thermoréflectance sur la région 6 ; la plaque de champ est encadrée en rouge et compte 9 x 500 pixels (λ = 530 nm).
(b) Moyennes des 500 valeurs de C_{th} obtenues sur chacune des 9 lignes de la plaque de champ.

Sur la Figure II-9.(a), nous pouvons constater une plus faible disparité des valeurs de C_{th} à la surface de l'interconnexion de grilles, qui peut s'expliquer par une plus faible rugosité de surface, une plus grande homogénéité de la planéité de la surface et de l'épaisseur de la passivation, que la plaque de champ. Le C_{th} moyen sur cette surface est de 5,4 ± 0,5.10^{-4} K^{-1}.

2.2.3 *Mesure du $\frac{\Delta R}{R_0}$ et du ΔT par thermoréflectance*

Les deux entreprises ont développé leur propre logiciel d'acquisition et de traitement des données, mais aussi un programme d'autofocus, et de recalage d'image dans le cas de l'entreprise B, permettant de corriger l'effet de la dilatation thermique du composant dû à la polarisation du composant. Ce phénomène thermomécanique se manifeste par des mouvements périodiques lors de la polarisation électrique [165]. Nous verrons que les deux entreprises procèdent différemment pour corriger cet effet.

Dans cette partie, nous nous attarderons donc sur les différences notables lors de la procédure d'extraction des valeurs de $\frac{\Delta R}{R_0}$ et ΔT.

2.2.3.1 Thermographie par thermoréflectance de l'entreprise A

Le logiciel développé par l'entreprise A permet de réaliser une cartographie pixel par pixel des valeurs de $\frac{\Delta R}{R_0}$. A l'instar de l'étape de calibration, le programme de correction des effets de la dilatation thermique du composant en fonctionnement est semi-automatique. En effet, avant de lancer l'acquisition des mesures, une polarisation du composant est réalisée afin d'observer uniquement les mouvements réalisés par celui-ci. Lors de cette polarisation, nous configurons les paramètres des positions *0x, 0y* et *0z*, en leur

attribuant manuellement des valeurs jusqu'à ce que l'image soit nette sur la micrographie en direct, à partir de l'image du composant non polarisé. Les paramètres *0x, 0y* et *0z* sont alors enregistrés. Ce processus est à réitérer pour les différentes conditions de polarisation, car l'effet de la dilatation thermique sur la perturbation de l'image peut être différent à chaque fois.

La phase suivante consiste à superposer les données des résultats de $\frac{\Delta R}{R_0}$ et C_{th}, afin d'obtenir la cartographie pixel par pixel du ΔT. Nous présentons tout d'abord le cas des zones ayant été calibrées avec le mode pixel par pixel, selon les quatre étapes suivantes :

Visualisation du composant : première phase où l'on affiche côte à côte, les cartographies des valeurs de C_{th} et de $\frac{\Delta R}{R_0}$.

Alignement des images : lors de cette étape, le programme superpose les micrographies correspondantes aux valeurs de C_{th} et de $\frac{\Delta R}{R_0}$. Ce processus corrige si nécessaire les problèmes de « glissement » et de tremblement de l'image du composant qu'il a pu y avoir durant l'établissement des cartographies. Un bon alignement entre les deux images fournira une thermographie de meilleure qualité, car les pixels correspondront aux mêmes zones.

Masque : suite à la précédente étape, des valeurs de ΔT sont attribuées à chaque pixel de l'image obtenue. Le masque informatique permet tout d'abord de sélectionner les surfaces qui nous intéressent, par le traçage de fenêtres rectangulaires, visibles en violet sur la Figure II-10.(a). Ensuite, il est possible d'y filtrer les pixels dont les valeurs de ΔT se situent en dehors d'un écart type, que l'on choisit, autour d'une valeur moyenne. Ainsi, plus on abaisse cette dernière valeur plus on aura des pixels avec un bon rapport signal sur bruit et une faible incertitude en température, mais au risque parfois d'avoir peu de points à exploiter.

Analyse : étape finale où l'on peut analyser les cartographies pixel par pixel des valeurs de $\frac{\Delta R}{R_0}$, de C_{th} et de ΔT des régions d'intérêt présélectionnées. La Figure II-10.(b) présente le cas pour les valeurs pixel par pixel des ΔT. Ces cartographies peuvent être facilement exportées et analysées sous format Excel, comme le montre la Figure II-10.(c).

Pour le cas des zones ayant été calibrées avec le mode par C_{th} fixe, nous avons moyenné les valeurs de $\frac{\Delta R}{R_0}$ des surfaces désirées, de la même manière que sur la Figure II-10.(a). Puis, nous avons divisé cette valeur moyenne par le C_{th} correspondant à cette surface.

La visualisation pixel par pixel des données $\frac{\Delta R}{R_0}$, C_{th} et ΔT des régions sélectionnées, permet d'extraire des écarts types et d'estimer les incertitudes de mesure, basées sur la dispersion des résultats à l'intérieur de la fenêtre analysée.

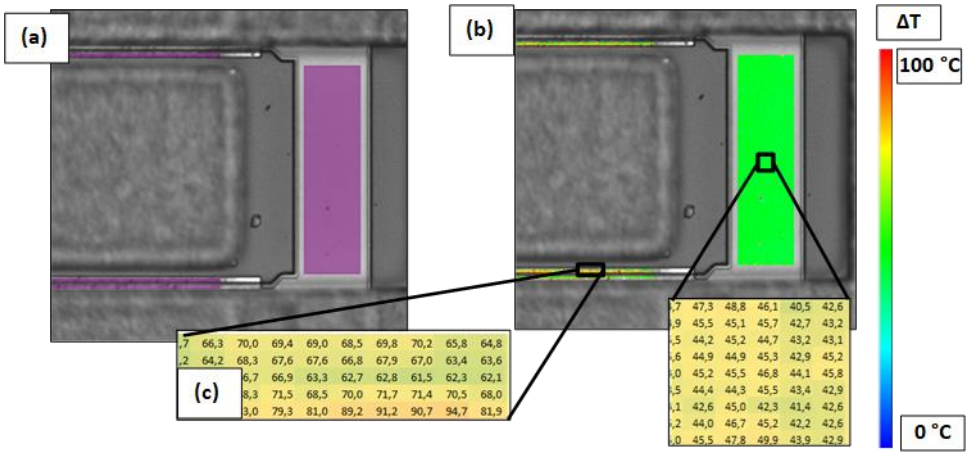


Figure II-10 : (a) Étape de sélection des régions d'intérêt et de masque des valeurs. (b) Thermographie pixel par pixel des zones d'intérêt présélectionnées. (c) Capture d'écran des valeurs ΔT extraites sous format Excel. Les valeurs à gauche et à droite correspondent respectivement à des zones sur la plaque de champ et sur l'interconnexion de grilles.

2.2.3.2 Thermographie par thermoréflectance de l'entreprise B

Le système conçu par l'entreprise B permet également de corriger l'effet de la dilatation thermique, en utilisant le même autofocus que lors de l'étape de calibration, couplé avec le support piézoélectrique qui peut être commandé selon les trois axes. A l'inverse du système de l'entreprise A, il n'y a pas besoin d'enregistrer manuellement les coordonnées de mouvement de la platine piézoélectrique. Ici, l'autofocus enregistre et applique automatiquement les coordonnées nécessaires à la correction des mouvements de la dilatation thermique, pour assurer la mise au point de l'image en direct.

Il est important de noter que quelques étapes ont été effectuées en post traitement, afin de filtrer certains points ou de fusionner plusieurs pixels. Nous verrons cela plus en détails dans la partie sur les spécificités des deux équipements.

La Figure II-11 présente la thermographie pixel par pixel de la zone 6.

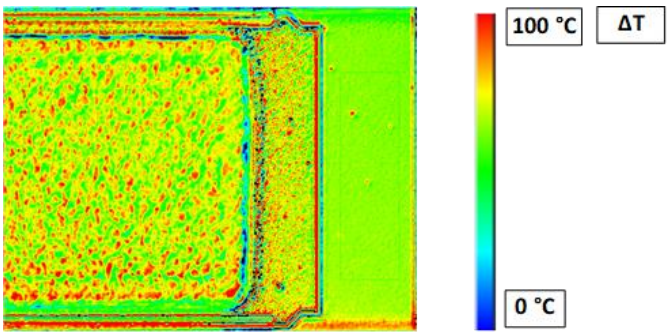


Figure II-11 : Thermographie pixel par pixel des valeurs de ΔT.

A partir de la thermographie, présentée sur la Figure II-11, il est possible d'y obtenir les valeurs moyennes à partir du traçage de rectangles, lignes ou points, directement sur les surfaces voulues. L'extraction des résultats a été réalisée par lecture directe du ΔT sur l'interface du logiciel et les incertitudes de mesure sont annoncées par l'entreprise à ± 1% de la température déterminée, sur

l'ensemble des surfaces étudiées. Nous nous interrogeons sur la validité de préconiser une telle résolution en température, surtout pour des mesures en surface, qui sont donc assujetties aux transferts thermiques par convection et par rayonnement.

2.3 Comparaison des résultats de mesures thermiques

Nous allons montrer ici les résultats des mesures effectuées au sein des deux entreprises. Elles ont été réalisées selon un protocole expérimental le plus proche possible, sur le même composant, dans des conditions de polarisation identiques, et le courant I_{DS} était contrôlé pendant les mesures. Nous rappelons ici les différences présentes lors de la mise en œuvre des deux procédures :

- Les températures de semelle entre les deux équipements présentent un écart de 5 °C (20 et 25 °C pour les entreprises A et B, respectivement), qui engendre un décalage en température de 5 °C entre les deux équipements, indépendamment de l'effet de la dissipation thermique en fonctionnement.
- Deux méthodes de calibration ont été effectuées chez l'entreprise A. Cependant nous verrons qu'elles n'impactent pas les tendances des résultats obtenus, et qu'elles sont donc comparables.
- Les longueurs d'onde utilisées pour la caractérisation des surfaces du GaN, chez les entreprises A et B, sont respectivement de 505 et 530 nm.
- La méthode de fixation du composant sur le porte-échantillon est différente. Dans l'entreprise A, un vide est créé à cette interface et il n'y a pas de graisse thermique. Tandis que l'entreprise B dépose de la graisse thermique à base de silicium entre l'échantillon et la cellule Peltier.
- Seules les incertitudes de mesures des résultats obtenus par l'entreprise A, ayant été calibrées avec le mode pixel par pixel, seront affichées. Les incertitudes des valeurs extraites à partir des zones ayant été calibrées avec le mode par C_{th} fixe, ainsi que celles issues de l'entreprise B, ne seront pas présentées.

Nous présenterons les résultats par type de matériau : tout d'abord l'interconnexion de grilles, puis la plaque de champ et enfin les zones de GaN.

2.3.1 *Caractérisation de l'interconnexion de grilles*

La Figure II-12 présente les évolutions des élévations de température de la surface de l'interconnexion de grilles de la région 6 en fonction de la puissance dissipée. Les deux entreprises ont effectué la méthode de calibration pixel par pixel, et la longueur d'onde de la DEL utilisée était de 530 nm. Les incertitudes de mesure provenant de l'équipement de l'entreprise B sont contenues dans les marqueurs car elles sont spécifiées à ± 1% de la température déterminée, comme nous l'avons précisé dans la partie 2.2.3.2.

Nous avons tracé les régressions linéaires des droites présentes à la Figure II-12 qui révèlent des coefficients de corrélation R^2 supérieurs à 0,98 ce qui met en évidence une tendance quasiment linéaire de ΔT en fonction de la puissance dissipée et ce, pour les deux équipements. De plus, les paramètres de régression linéaire révèlent que les valeurs des ordonnées à l'origine sont proches de 0 °C pour les deux entreprises. Nous rappelons que la pente des courbes dessinant le comportement de ΔT en fonction de

P_{diss} représente la résistance thermique R_{th} de la zone mesurée. Ce comportement linéaire a déjà été observé sur des transistors HEMTs AlGaN/GaN sur substrat SiC [56, 141, 166].

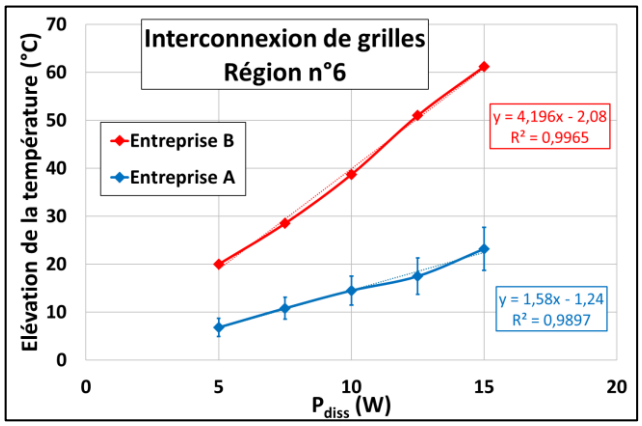


Figure II-12 : Élévation de la température en fonction de P_{diss} obtenue par les deux entreprises au niveau des surfaces d'interconnexion de grilles de la région 6.

En comparant les deux évolutions de ΔT sur la Figure II-12 et en tenant compte de la différence de 5 °C entre les deux températures de semelle, nous constatons que les températures extraites par l'entreprise B sont systématiquement supérieures à celles de l'entreprise A, avec un écart de 13 °C pour P_{diss} = 5 W et qui augmente avec l'élévation de la puissance dissipée, jusqu'à atteindre 40 °C à P_{diss} = 15 W.

Sur la Figure II-12, nous remarquons que les pentes des deux droites, correspondant aux R_{th} des matériaux sondés, indiquent des valeurs égales à ≈ 1,6 et 4,2 °C.W^{-1}, respectivement obtenues à partir de l'équipement des entreprises A et B. Cet écart met en évidence une différence notable d'environ 260%.

Aussi, plusieurs paramètres peuvent être à l'origine des évolutions différentes de la température en fonction de la puissance dissipée, tels que l'influence de la couche de nucléation, la topologie du transistor, la nature du substrat, etc… [21]. Mais le fait d'utiliser le même composant et un protocole identique chez les deux industriels, permet de rejeter ces hypothèses. Pour expliquer ces hétérogénéités de ΔT, il est possible d'évaluer d'autres paramètres susceptibles d'intervenir dans notre cas, parmi lesquels nous mentionnons l'écart de 5 °C entre les températures de semelle, la différence d'ON entre les deux objectifs x100 et la méthode de fixation de l'échantillon sur le support.

Pour la première hypothèse, il a été mis en évidence qu'une si faible différence de température, aux alentours de la température ambiante, ne modifie pas la conductivité thermique des matériaux du composant, et donc l'évolution de leur dissipation thermique [21].

Nous avons noté dans la partie précédente que les objectifs x100 utilisés avec les deux équipements, ont un ON de 0,55 et 0,8, respectivement pour les entreprises A et B. De ce fait, les valeurs des intensités lumineuses réfléchies seront différentes car une ON plus élevée collecte plus de lumière, comme l'illustre la Figure II-13.(a) [92, 167]. Pour évaluer cet impact, la Figure II-13.(b) montre les résultats d'une étude menée par G. Tessier [92], qui consiste à comparer les spectres de thermoréflectance réalisés avec trois objectifs d'ouvertures numériques différentes (0,4, 0,6 et 0,8), mesurés sur une résistance en polysilicium recouvert d'une couche de Si_3N_4 et de polyamide. Les mesures ont été réalisées dans la gamme de longueur d'onde 450-850 nm, et chaque valeur de C_{th} est obtenue à partir des signaux de réflexion

collectés lorsque le composant est polarisé entre l'état OFF (P_{diss} = 0 mW.mm²) et ON (P_{diss} = 0,12 mW.mm²), qui correspond à un ΔT d'environ 100 °C en surface, à partir de la température ambiante.

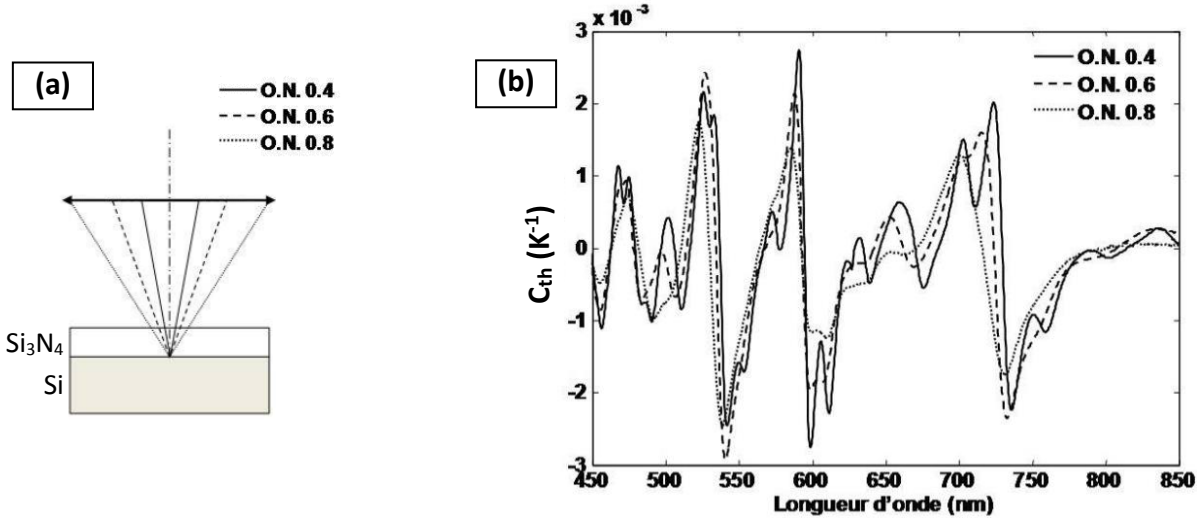


Figure II-13 : (a) Schéma des trois objectifs d'ouvertures numériques différentes utilisés collectant la lumière selon des cônes variables. (b) Spectres de thermoréflectance C_{th} en fonction de λ_{inc} mesurés sur une résistance en polysilicium couvert d'une couche de Si_3N_4 et de polyamide dissipant une puissance de 0,12 mW.mm² ($\Delta T_{surface}$ = 100°C). [92].

A partir de la Figure II-13.(b), nous constatons une réelle différence entre les trois spectres, mise en évidence par des pics plus nombreux et étroits pour de faibles ouvertures, tandis qu'ils deviennent plus larges aux grandes ouvertures. Ce phénomène est expliqué par le fait que l'objectif recueille des faisceaux sur une gamme d'angles d'incidence d'autant plus large qu'il est ouvert, et qu'à forte ouverture, ce sont donc des spectres issus d'incidences très différentes qui sont recueillis et moyennés sur le détecteur, d'où l'effet de lissage observé [92]. Cependant, nous détectons également plusieurs λ_{inc} pour lesquelles l'impact de la variation d'ON sur la mesure du C_{th} est faible, telles que λ_{inc} = 460, 520, 550, 700 nm.

Dans le cas de notre étude les valeurs moyennes des C_{th} déterminées sur l'interconnexion de grilles sont de - 5,4.10^{-4} et - 5,7.10^{-4} K^{-1}, respectivement avec les équipements des entreprises A et B. Ces données révèlent un écart de 5%, et peuvent donc être considérées comme des valeurs proches, ce qui suggère un faible impact de l'ON de ces deux objectifs, sur la mesure du C_{th}. Le fort écart de température observé entre les résultats des deux équipements n'est donc pas expliqué par la différence d'ON des objectifs.

Cependant, un autre argument susceptible d'expliquer ces écarts est lié au contact entre l'échantillon et la semelle. En effet, dans l'entreprise A l'échantillon est fixé en faisant le vide entre ce dernier et le support, tandis qu'une pâte thermique est utilisée avec l'équipement de l'entreprise B. Ces deux mises en œuvre pourraient engendrer une différence de résistance thermique à l'interface support/échantillon, qui influencerait alors la dissipation de la chaleur au sein du transistor [14, 21, 168].

Les écarts de ΔT observés peuvent également être issus de différences dans le matériel informatique, l'appareil spectroscopique, la programmation des codes de calcul, la technique d'imagerie, etc… Ces paramètres étant difficiles à découpler les uns des autres pour le moment, nous les regroupons sous le terme des spécificités propres aux deux équipements.

Nous pouvons aussi ajouter le savoir-faire de l'utilisateur, correspondant dans notre cas à celui des ingénieurs de l'entreprise correspondante, comme paramètre influençant la mesure de la température.

Ainsi, nous avons montré que les hétérogénéités observées sur la Figure II-12 ne semblent pas être causées par la différence d'objectifs entre les deux équipements, ou de la température de semelle, mais semblent être une combinaison de plusieurs paramètres : les spécificités propres aux deux équipements, au savoir-faire de l'utilisateur et à la différence de méthode de fixation de l'échantillon sur le support.

Nous estimons que ces variations de température sont tout de même étonnantes, car la surface de l'interconnexion de grilles est large, à faible rugosité de surface comme on a pu le constater sur la Figure II-5.(c), et était donc considérée comme une surface idéale pour la réalisation de mesures fiables. Il n'est cependant pas possible de vérifier l'exactitude des valeurs de température extraites par l'une ou l'autre entreprise, à l'aide de résultats issus de la littérature, car les procédés technologiques utilisés lors de la réalisation des transistors analysés dans les publications sont différents de ceux des composants étudiés durant cette thèse.

2.3.2 *Caractérisation de la plaque de champ*

Ce type de surface a été caractérisé communément par les deux entreprises, sur les régions n°1, 2, 4, 5 et 6. Nous analyserons d'abord la plaque de champ au centre du transistor (régions 4, 5 et 6), puis celle sur une des extrémités (régions 1 et 2). La résolution spatiale chez l'entreprise B est d'environ 90 nm/pixel. La précision peut aller jusqu'à 45 nm/pixel, mais pour obtenir de bons rapports signal sur bruit du signal $\frac{\Delta R}{R_0}$, il a été nécessaire de faire des moyennes de 2x2 pixels. La résolution spatiale chez l'entreprise A est de 100 nm/pixel.

2.3.2.1 Thermométrie des régions 4, 5 et 6

La Figure II-14 présente l'évolution des ΔT à la surface de la plaque de champ, pour les zones 4, 5 et 6, en fonction de la puissance dissipée et ce, pour les deux équipements. Les incertitudes de mesure des régions 4 et 5 ne sont pas mises en évidence avec l'équipement de l'entreprise A, car nous n'avons pas les thermographies permettant de déterminer la répartition des valeurs de ΔT.

Pour chaque courbe sur la Figure II-14, nous avons réalisé une régression linéaire, dont les résultats indiquent un $R^2 > 0,99$, ce qui met en évidence des comportements presque linéaires entre les ΔT et la puissance dissipée, sauf pour la courbe correspondante à la zone 4 de l'entreprise A, qui semble faussée par une erreur expérimentale à P_{diss} = 12,5 W. Cependant, les paramètres de régression linéaire révèlent que les valeurs des ordonnées à l'origine atteignent - 4,1 et - 7,0 °C pour les entreprises A et B, respectivement. Ces valeurs sont assez éloignées de 0 °C car elles sont hors des incertitudes de mesure, ce qui ne permet pas de mettre en évidence des comportements linéaires, contrairement à ce qui est relayé dans la littérature [56, 141, 166].

En comparant les ΔT de la Figure II-12 et de la Figure II-14, nous observons des échauffements plus importants sur la plaque de champ que sur l'interconnexion de grilles d'environ 40 et 60%, respectivement pour les résultats issus de l'entreprise B et l'entreprise A. Cet écart de température entre les deux matériaux est cohérent du fait que l'interconnexion de grilles est plus éloignée du point chaud, ce qui signifie que les tendances observées sur la Figure II-14 sont en accord avec l'évolution de la dissipation thermique du reste du transistor.

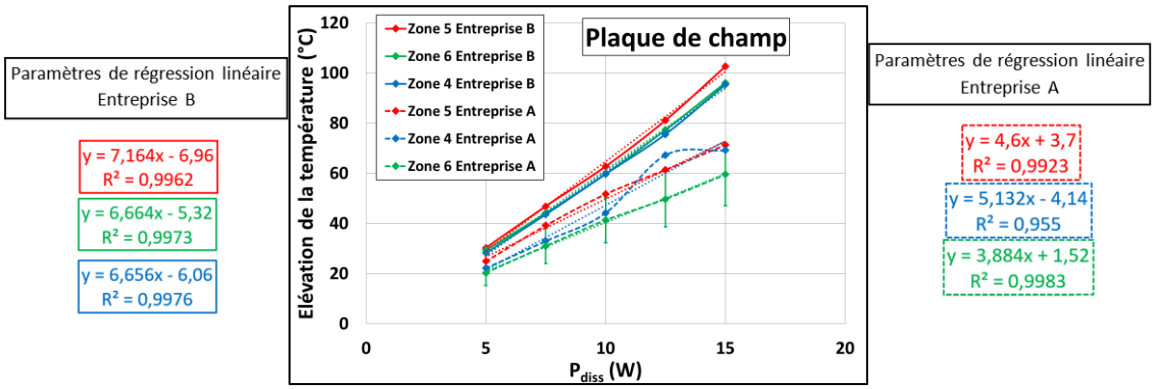


Figure II-14 : Élévation de la température en fonction de P_{diss} au niveau de la plaque de champ des zones 4, 5 et 6, obtenue avec les deux équipements. Les courbes en trait plein correspondent aux valeurs extraites dans l'entreprise B et celles en pointillé dans l'entreprise A.

En comparant les allures de ΔT des deux entreprises de façon indépendante (Figure II-14), nous pouvons constater que les valeurs des températures issues de la zone 5, correspondantes au centre de la grille, sont supérieures à celles des zones 4 et 6 aux extrémités de la grille, d'environ 2 °C à P_{diss} = 5 W et jusqu'à ≈ 10 °C à P_{diss} = 15 W. Cette hausse de la température en milieu de grille par rapport aux extrémités est en accord avec la littérature [70, 86, 169], qui est expliqué par le phénomène de couplage thermique [170, 171] :

- Dans le sens de la largeur de grille, les portions de plaque de champ situées aux extrémités sont accolées aux mésas, ces derniers ne sont pas apparentés aux sites de génération du point chaud, et ne font que dissiper la chaleur. Par conséquent, les régions de la plaque de champ situées aux extrémités de la grille ont une température moins élevée qu'au centre, du fait de leur proximité avec une zone plus « froide » (i.e. les mésas).
- De la même manière, dans le sens de la longueur de grille, les plaques de champ localisées aux extrémités ont une température plus basse que celles près du centre du transistor, car elles sont plus proche des mésas, que l'on peut considérer comme des régions plus froides.

On note également que les valeurs de ΔT entre les plaques de champ des régions 4 et 6 sont similaires, ce qui peut être expliqué par une répartition symétrique du champ de polarisation au sein du transistor, et donc de la puissance dissipée entre chaque grille du HEMT.

Nous rappelons que les courbes obtenues par l'entreprise B sur la Figure II-14 ont été calibrées en température avec la méthode pixel par pixel, tandis que seule la courbe de la région 6 a été calibrée avec cette même méthode dans l'entreprise A. Nous aurions donc pu supposer que l'allure de ΔT en fonction de P_{diss} pour la région 6 suivrait la même évolution que celle de l'entreprise B, qui se serait traduit par une superposition des deux courbes. Cependant, nous constatons un écart de ΔT d'environ 5 °C à P_{diss} = 5 W, qui s'élargit avec l'élévation de la puissance dissipée, jusqu'à atteindre 30 °C à P_{diss} = 15 W. Il n'est donc pas possible de distinguer l'impact de la méthode de calibration sur la qualité des mesures, avec l'équipement de l'entreprise A.

En tenant compte de l'écart de 5 °C entre les températures de semelle, nous remarquons sur la Figure II-14 que toutes les valeurs obtenues à P_{diss} = 5 W, sont similaires si l'on considère une incertitude en température de ± 3 °C. Cependant, pour les puissances dissipées supérieures, l'entreprise B mesure des températures systématiquement plus élevées que l'entreprise A et qui s'accentuent avec la hausse de la puissance dissipée. En effet, à P_{diss} = 7,5 W, les écarts de ΔT entre les deux équipements sont contenus entre 5 et 10 °C, jusqu'à obtenir une différence de 20 °C entre les ΔT de la région 4 et 30 °C pour les régions 5 et 6. De plus, les valeurs de résistances thermiques R_{th} des entreprises A et B sont en moyenne de 4,5 et 6,9 °C.W^{-1}, respectivement, soit un écart d'environ 35%, ce qui correspond à des évolutions de la dissipation thermique sensiblement différentes. Si l'on adapte les unités en prenant en compte le développement du transistor (20 x 250 µm) afin de comparer les valeurs avec celles de la littérature, nous obtenons des R_{th} sur la plaque de champ de 23 et 35 °C.mm.W^{-1}, respectivement mesurées par les entreprises A et B et pour des puissances dissipées de 1 à 3 W.mm^{-1}. Dans la thèse de L. Baczkowski [21], le R_{th} extrait par simulation numérique au niveau de la grille centrale d'un transistor avec une topologie proche de 32 grilles de 125 µm de largeur, est de ≈ 13 °C.mm.W^{-1}, pour des puissances dissipées de 1 à 3 W.mm^{-1}. Ainsi, les valeurs obtenues avec les entreprises A et B sont plus élevées de 77 et 169 %, respectivement, et ne sont donc pas en accord avec la littérature. Néanmoins, ce sont les grilles qui ont été déterminées par simulation et non les plaques de champ, les températures de ces dernières sont encore peu étudiées et leurs propriétés thermiques sont susceptibles d'être différentes de celles des grilles. De plus, la longueur des doigts de grille peut avoir une influence sur la valeur du R_{th} [20]. Il est ainsi difficile de comparer rigoureusement nos résultats de R_{th} avec la littérature.

Nous venons de présenter les valeurs de ΔT obtenues sur les plaques de champ, avec les équipements des deux entreprises, et y avons constaté de forts écarts atteignant 30 °C à P_{diss} = 15 W. Les hypothèses que nous avons énoncées dans la partie précédente, pour le cas des interconnexions de grilles, peuvent servir à expliquer les écarts de ΔT observés entre les équipements des deux entreprises.

2.3.2.2 Comparaison des thermographies obtenues par les deux entreprises, de la surface du HEMT polarisé en régime continu

Dans cette partie, nous allons comparer les valeurs des cartographies de ΔT, montrant les surfaces des interconnexions de grilles et la plaque de champ sur la zone 6, obtenues par les deux entreprises. Nous choisissons de comparer cette zone en particulier, car c'est la seule qui a été caractérisée avec le mode de calibration pixel par pixel dans l'entreprise A. C'est également l'unique zone cartographiée que l'entreprise B nous a envoyée à la suite de la campagne de mesures.

2.3.2.2.1 Thermographie déterminée par l'entreprise A

La Figure II-15.(a) présente la thermographie de la zone 6 obtenue avec l'équipement de l'entreprise A, avec une résolution spatiale de 100 nm par pixel. La Figure II-15.(b) et la Figure II-15.(c) présentent respectivement les cartographies de la plaque de champ et de l'interconnexion de grilles, des valeurs de ΔT et de C_{th} correspondantes deux à deux.

Nous constatons sur la Figure II-15.(b), que la surface de la plaque de champ révèle des écarts de ΔT de l'ordre de 2 à 25 °C d'un pixel à l'autre, et l'écart type indique une répartition des mesures de ± 13 °C. Il est important de noter que nous observons ces valeurs régulièrement le long de la plaque de champ, et

qu'elles ne représentent donc pas une exception parmi le reste de la surface sondée. Cette surface est située à moins de 2 µm du site de génération de l'échauffement le plus important, il est donc envisageable d'y retrouver des gradients thermiques, les effets de bord et sa faible largeur (≈ 1 µm) ne favorisent pas une dissipation thermique efficace. De plus, la haute rugosité de cette surface, observable sur la Figure II-5, est susceptible d'altérer les signaux de réflectivité. De ce fait, des hétérogénéités de ΔT sont probables, mais celles de l'ordre de 25 °C sur 100 nm, d'un pixel à l'autre, nous semblent peu physiques. Nous pouvons également constater une variation des valeurs de C_{th} en fonction de la position, qui varient de ± 2 et ± 4 K^{-1}, respectivement dans le sens de la longueur et de la largeur de la plaque de champ. Nous avons déjà constaté sur la Figure II-9 que la variation du C_{th} peut être issue de la rugosité et/ou de l'inhomogénéité de la couche de passivation. Cependant, la variation du C_{th} est plus importante dans le sens de la largeur de la plaque de champ, ce qui peut s'expliquer par l'influence des effets de bords, nous verrons également plus tard dans ce chapitre que des erreurs de mesure sont susceptibles d'être intégrées durant l'étape de calibration.

La surface de l'interconnexion de grilles, à la Figure II-15.(c), présente des gradients de ΔT moins importants que sur la plaque de champ, avec des valeurs variant de 2 à 8 °C d'un pixel à l'autre, et un écart type indiquant une répartition des mesures à ± 5 °C. De même, la cartographie de C_{th} met en évidence une faible disparité des valeurs de (5,4 ± 0,5).10^{-4} K^{-1}. Ce constat peut suggérer une plus grande homogénéité de la rugosité de surface, de l'épaisseur de la passivation et d'une plus faible proximité avec le point chaud, par rapport à la plaque de champ.

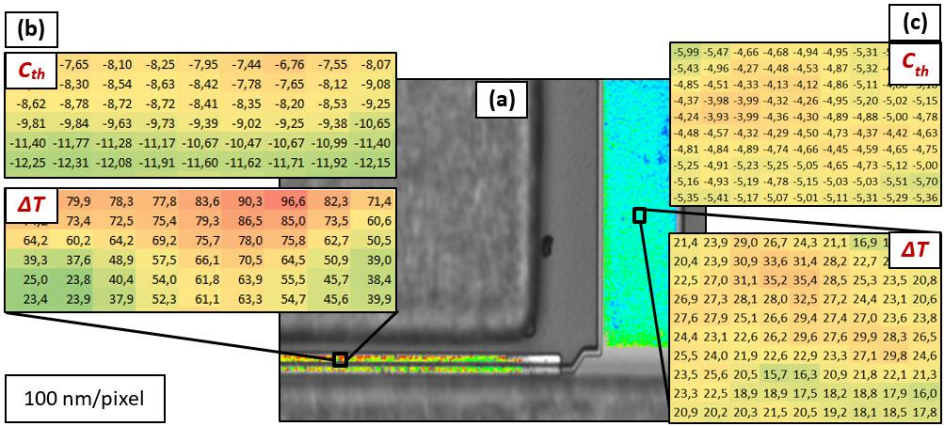


Figure II-15 : (a) Cartographie des valeurs de ΔT et C_{th} (résolution spatiale : 100 nm/pixel) obtenue (b) sur la plaque de champ et (c) sur l'interconnexion de la zone 6, avec l'équipement de l'entreprise A.

2.3.2.2.2 Thermographie déterminée par l'entreprise B

La Figure II-16.(a) présente la thermographie de la zone 6 déterminée par l'entreprise B, avec une résolution spatiale de 90 nm par pixel, comparable à celle de l'entreprise A. La Figure II-16.(b) présente une partie de la cartographie thermique de la surface de la plaque de champ, qui semble indiquer des écarts de ΔT variant de 1 à 15 °C d'un pixel à l'autre, et l'écart type met en évidence une répartition des valeurs de ± 7,0 °C, c'est-à-dire une disparité des valeurs presque deux fois moins importante, comparé à celle de l'entreprise A. Cet effet peut s'expliquer par les mêmes arguments avancés dans la partie 2.3.2.1.

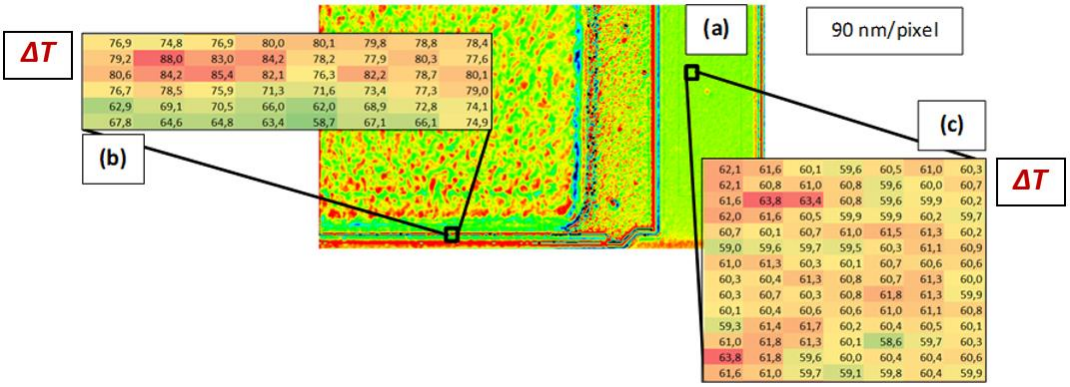


Figure II-16 : (a) Micrographie de la zone 6 (résolution spatiale : 90 nm/pixel), mettant en évidence les régions des thermographies, obtenues sur (b) la plaque de champ et (c) l'interconnexion de grilles, avec l'entreprise B.

D'après la Figure II-16.(c), les écarts de ΔT pixel par pixel sur l'interconnexion de grilles, varient entre des valeurs inférieures à 0,5 °C jusqu'à environ 3 °C, et l'écart type indique une dispersion des valeurs de ± 1 °C. Ces faibles écarts sont en accord avec l'homogénéité de l'état de surface du matériau et la faible rugosité de surface. En comparant les résultats avec ceux de l'entreprise A, nous constatons que cette dernière a extrait une dispersion des mesures de ± 5 °C pour la même surface, ce qui peut signifier que les spécificités de l'équipement et/ou du savoir-faire de l'utilisateur et/ou de la méthode de fixation de l'échantillon sur le support au sein de l'entreprise B, propose une meilleure résolution en température. Cependant, cela ne nous permet pas de statuer sur la justesse des mesures issues de l'une ou l'autre entreprise.

2.3.2.3 Thermométrie des régions 1 et 2

La Figure II-17 présente les élévations de température de la plaque de champ sur les zones 1 et 2, en fonction de la puissance dissipée et obtenues avec les équipements des deux entreprises. Les méthodes de calibration sont différentes entre les deux équipements, mais nous avons montré sur la Figure II-14 qu'il n'était pas possible de différencier les courbes provenant du mode pixel par pixel ou du mode de C_{th} fixe chez l'entreprise A. C'est pourquoi nous les présentons ici.

Après calcul des régressions linéaires de chacune des courbes de cette figure, nous pouvons constater que les R^2 sont supérieurs à 0,98 et 0,99 avec les équipements des entreprises A et B, respectivement. Cet effet traduit une tendance presque linéaire pour chacune d'elle, comme nous l'avons déjà observé sur la surface de la plaque de champ centrale (Figure II-14), mais mieux établie avec l'entreprise B. De plus, les paramètres de régression linéaire révèlent que les valeurs des ordonnées à l'origine atteignent - 3,4 et - 4,5 °C pour les entreprises A et B, respectivement. Là encore, ces valeurs sont éloignées de 0 °C car elles sont hors des incertitudes de mesure, ce qui ne permet pas de mettre en évidence des comportements linéaires, contrairement à ce qui est relayé dans la littérature [56, 141, 166].

D'après les évolutions de ΔT sur les zones 1 et 2 de la Figure II-17, extraites à partir de l'équipement de l'entreprise B, nous remarquons que les valeurs sont distantes d'environ 2 à 5 °C, pour une même puissance dissipée. De plus, la température de surface sur la zone 2 est systématiquement supérieure à celle de la zone 1, correspondant respectivement à la partie centrale et à une extrémité de la même

plaque de champ. Cet effet est en accord avec le phénomène de couplage thermique et avec la symétrie du transistor [70, 86, 169].

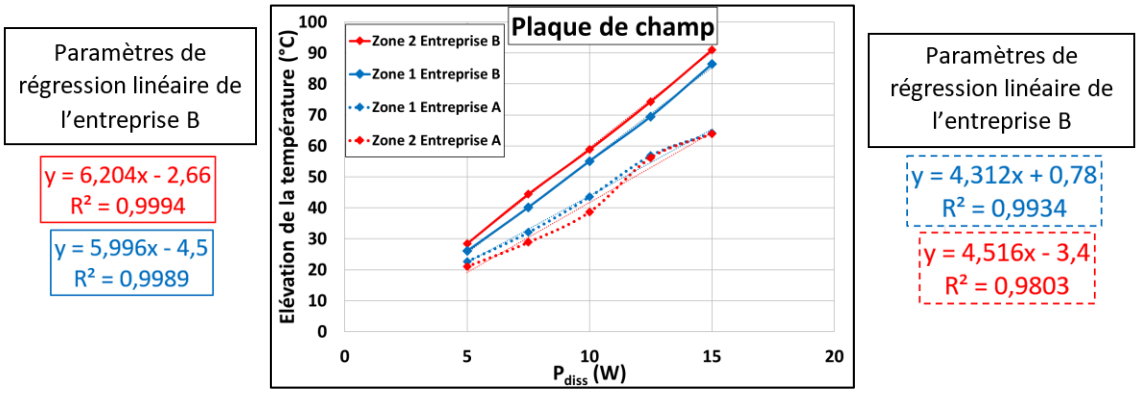


Figure II-17 : Élévation de la température en fonction de P_{diss}, de la plaque de champ sur les zones 1 et 2 obtenue avec les deux équipements. Les courbes en trait plein correspondent aux valeurs extraites dans l'entreprise B et celles en pointillé dans l'entreprise A. Les courbes symbolisant les zones 1 et 2 sont représentées respectivement en bleu et en rouge.

En analysant de la même manière les courbes correspondantes aux valeurs extraites à partir de l'équipement de l'entreprise A, nous constatons que les valeurs de ΔT correspondantes à la zone 1 sont supérieures à celles de la zone 2, avec des écarts de ΔT variant aléatoirement de ≈ 0,5 à 5 °C entre les différentes puissances dissipées. Cet effet semble mettre en évidence une imprécision de mesure notable, et le fait que les valeurs sur la zone 1 soient supérieures à celles sur la zone 2, n'est pas en accord avec le couplage thermique. Ces imprécisions de mesures peuvent être expliquées par une combinaison entre les trois arguments avancés dans la partie 2.3.2.2 et/ou par le fait que l'entreprise B a eu recours au mode de calibration par C_{th} fixe, tandis que l'entreprise A a utilisé le mode pixel par pixel. En effet, le mode de calibration par C_{th} fixe ne prend pas en compte les variations locales de C_{th} sur la surface analysée, alors que nous avions noté sur la Figure II-9.(a) que la plaque de champ peut comprendre des C_{th} variant d'un facteur supérieur à 4.

En confrontant les valeurs de ΔT obtenues avec les deux équipements, et en prenant en compte la température de semelle, pour P_{diss} = 5 W les ΔT sont toutes confondues, mais pour les autres puissances dissipées, les valeurs mesurées par l'entreprise B sont plus élevées d'environ 10 °C à P_{diss} = 7,5 W, jusqu'à ≈ 20-25 °C à P_{diss} = 15 W. De plus, les R_{th} déterminées par les deux équipements sont d'environ 4,4 et 6,1 °C.W^{-1}, respectivement pour les entreprises A et B, ce qui donne un écart entre ces R_{th} de l'ordre de 30%. Nous avons déjà observé ces écarts de ΔT et de R_{th}, entre les deux équipements sur la plaque de champ centrale (Figure II-14), les hypothèses qui y étaient énoncées restent donc valables pour expliquer les écarts observés sur la Figure II-17, mais nous devons rajouter ici l'influence de l'utilisation du mode de calibration par C_{th} fixe sur la détermination des ΔT.

2.3.3 *Caractérisation des zones de GaN*

Dans cette partie, nous comparerons uniquement les zones identiques qui ont été caractérisées avec les deux équipements. En effet, les zones 1 à 6 ont été sondées pour chaque puissance dissipée par l'entreprise B, mais seules les zones 4 et 5 ont été caractérisées à P_{diss} = 15 W par l'entreprise A. La raison

à cela, réside dans le recours de cette dernière à l'utilisation d'une longueur d'onde incidente différente, entre la mesure des surfaces à base de GaN et celles à base d'or. Par conséquent, une étape de calibration et de mesure thermique supplémentaire a dû être menée pour chaque zone, ainsi que l'étape de choix de la longueur d'onde incidente pour les surfaces de GaN, qui nous a demandé plusieurs expérimentations et dont les résultats ont été présentés dans la partie 2.2.1.

Ainsi, la comparaison des mesures de ΔT entre les deux équipements se portera uniquement à P_{diss} = 15 W, sur les zones 4 et 5, dont les résultats sont présentés dans le Tableau II-5. Les longueurs d'onde des DELs utilisées par les entreprises A et B sont respectivement de 505 et 530 nm et le mode de calibration pixel par pixel a été utilisé avec les deux équipements. La valeur du $\frac{\Delta R}{R_0}$ n'est pas précisée sur la région 5 caractérisée par l'entreprise B, car nous n'avons pas reçu les valeurs brutes correspondant à cette zone.

D'après le Tableau II-5, les températures mesurées par l'entreprise B semblent plus élevées de ≈ 12 °C au centre du transistor (région 5) que sur l'extrémité de la grille (région 4), ce qui est en accord avec le phénomène de couplage thermique [70, 86, 169]. De plus, nous constatons que la zone large de GaN est plus froide que le canal d'environ 35 °C, ce qui est cohérent avec le fait qu'elle soit plus éloignée du point chaud.

Pdiss = 15 W	ΔT Région 4 – GaN large		ΔT Région 4 – Canal GaN		ΔT Région 5 – Canal GaN	
	Entreprise A $T°_{semelle}$ = 20 °C	Entreprise B $T°_{semelle}$ = 25 °C	Entreprise A $T°_{semelle}$ = 20 °C	Entreprise B $T°_{semelle}$ = 25 °C	Entreprise A $T°_{semelle}$ = 20 °C	Entreprise B $T°_{semelle}$ = 25 °C
ΔT (°C)	43,7 ± 13	47,0 ± 0,5	58,6 ± 10	82,3 ± 0,8	43 ± 10	94 ± 0,9
$\frac{\Delta R}{R_0}$	- 6,4.10^{-3}	- 3,4.10^{-2}	- 1,2.10^{-2}	- 3,9.10^{-2}	- 1,0.10^{-2}	---

Tableau II-5 : Comparaison des ΔT et $\Delta R/R_0$ entre les deux équipements, pour P_{diss} = 15 W, au niveau du canal GaN des régions 4 et 5, et de la zone large de GaN de la région 4. Longueurs d'onde utilisées : λ_{inc}= 505 et 530 nm respectivement pour les entreprises A et B.

Nous pouvons constater, d'après les mesures réalisées par l'entreprise A, que le ΔT extrait sur le canal GaN de la région 5 est inférieur au ΔT du canal GaN de la région 4. De même, la température du canal GaN de la région 5 est contenue dans l'incertitude de mesure de la zone large du GaN de la région 4, ce qui est étonnant du fait que le siège de la génération de l'auto-échauffement du HEMT est situé au niveau du canal GaN. De ce fait, si l'on compare les résultats obtenus entre les deux équipements et en prenant compte la température de semelle, nous obtenons d'importants écarts, d'environ 20 et 45 °C, respectivement pour le canal GaN des zones 4 et 5. Cependant, les valeurs mesurées sur la zone large de GaN semblent identiques avec les deux équipements.

Pour expliquer ces écarts, nous pouvons énumérer les mêmes hypothèses que nous avons faites pour le cas de l'interconnexion de grilles. Cependant, un paramètre supplémentaire intervient ici avec le choix de la longueur d'onde incidente, qui semble entrainer une différence de réflectivité comme nous pouvons le constater dans le Tableau II-5. En effet, d'après ce tableau, la valeur de $\frac{\Delta R}{R_0}$ obtenue avec le système de l'entreprise B est trois fois plus élevée que celle issue de l'équipement de l'entreprise A au niveau du canal GaN de la zone 4, et presque six fois plus élevée au niveau de la zone large de GaN. Sachant qu'une

réflectivité plus élevée est susceptible d'apporter plus de précision à la détermination de la température, le choix de la longueur d'onde incidente peut donc avoir une influence sur l'écart de ΔT déterminé par les équipements des deux entreprises.

2.4 Bilan sur les comparaisons effectuées entre les deux équipements

Nous venons de comparer les deux équipements, sur les procédures de caractérisation thermique, ainsi que sur les résultats des mesures thermiques obtenus.

Du point de vue des équipements, la résolution des caméras CCD des entreprises A et B sont respectivement de 1000x1000 pixels et 1624x1236 pixels, ce qui permet d'atteindre des résolutions spatiales de 100 et 45 nm/pixel, respectivement. Les valeurs des ON des objectifs x100 sont de 0,55 et 0,8, respectivement pour les entreprises A et B. Cette dernière possède donc l'ON récoltant le plus de lumière, donc de plus grandes intensités, ce qui permettrait d'obtenir une plus haute précision des mesures. Nous avons également pu constater que l'autofocus de l'entreprise B était le plus performant, puisque celui de l'entreprise A n'a pas permis de calibrer en température toutes les zones désirées avec le mode pixel par pixel. Ces exemples nous montrent que l'équipement de l'entreprise B semble plus mature à ce jour. Cependant, l'équipement de l'entreprise A se distingue par une interface et une utilisation plus simple, un choix plus conséquent de DELs (16 au lieu de 4 pour l'entreprise B) et permet une extraction plus aisée, par Excel, des valeurs $\frac{\Delta R}{R_0}$, C_{th} et ΔT.

Il est important de noter que le mode de calibration pixel par pixel n'a été développé que récemment chez les deux industriels, autour de l'année 2015, ce qui montre que la technologie est encore en évolution. Néanmoins, nous trouvons que les résolutions spatiales de l'ordre de 45 ou 100 nm par pixel, n'amènent pas nécessairement d'avantages à la précision de la mesure, car les résultats obtenus correspondent à des portions de surfaces de plusieurs µm² et la prise en compte d'un seul, ou de quelques pixel(s), n'est pas représentative de la surface sondée.

Suite à la caractérisation thermique des zones à base d'or, nous avons constaté des évolutions de la température qui semblent linéaires avec l'augmentation de la puissance dissipée sur l'interconnexion de grilles et ce, pour les deux équipements. Cependant, les mesures sur la plaque de champ n'ont pas révélé cette linéarité et ce, pour les deux entreprises. Ces effets ne sont donc pas entièrement en accord avec les résultats d'autres études, obtenus par spectroscopie Raman sur le même type de HEMTs [56, 141, 166].

Cependant nous avons constaté des écarts importants entre les résultats de ΔT obtenus avec les deux équipements qui, de surcroit, s'élargissent avec la hausse de la puissance dissipée, jusqu'à atteindre 30 et 40 °C, respectivement au niveau de la plaque de champ et de l'interconnexion de grilles à P_{diss} = 15 W. Ces résultats sont étonnants, d'une part, à cause de l'importance de la valeur de ces écarts, les résultats représentant environ 40 à 60% de différence à P_{diss} = 15 W, respectivement sur l'interconnexion de grilles et la plaque de champ. Et d'autre part, l'interconnexion de grilles est constituée d'une surface large, d'une faible rugosité de surface et d'une haute homogénéité du C_{th}. Cette surface représente donc un cas idéal pour la réalisation de mesures reproductibles de réflectométrie, et devrait être assujettie à peu de variation de ΔT d'un équipement à l'autre, ce qui n'est manifestement pas le cas.

Ces écarts semblent pouvoir être liés à une combinaison entre les spécificités des équipements, au savoir-faire de l'utilisateur et à la différence de fixation du composant sur le support. De plus, nous avons remarqué que l'utilisation du mode de calibration par C_{th} fixe est susceptible d'impacter la mesure de la température, et que l'influence de la longueur d'onde incidente peut également provoquer des imprécisions de mesure pour les surfaces à base de GaN.

Les résultats de température obtenus par l'entreprise B sont en accord avec plusieurs tendances déjà observées dans la littérature, comme les températures plus élevées au centre du transistor que sur les extrémités [70, 86]. De plus, les éléments proches du point chaud, tels que la plaque de champ et le canal GaN, ont une température plus élevée que ceux plus éloignés, comme l'interconnexion de grilles ou la zone large de GaN, ce qui est en accord avec la théorie [36]. Ces tendances n'ont pas été observées systématiquement avec l'entreprise A.

3 Mesures spécifiques réalisées avec les deux équipements

Dans la partie précédente, nous avons constaté de forts écarts de ΔT entre les deux équipements, malgré l'utilisation du même composant et d'un protocole expérimental identique. Cet effet montre manifestement un écart technologique important entre les deux équipements, dont il est nécessaire d'en connaitre les causes. Cette évaluation nécessite de nous interroger sur la réelle signification des mesures obtenues par thermoréflectance, afin de vérifier si les écarts de ΔT entre les deux équipements ne peuvent être issus d'une maturité technique insuffisante de la méthode, et ce, pour les deux entreprises.

Pour ces raisons, nous allons présenter dans cette partie les études permettant d'évaluer la pertinence et la confiance à accorder envers les résultats obtenus, par des mesures réalisées spécifiquement chez l'une ou l'autre entreprise. Nous présenterons les résultats permettant de quantifier la répétabilité des mesures des surfaces sondées, et l'évolution du C_{th} avec l'augmentation de la température.

Nous exposerons également les résultats des mesures réalisées en mode pulsé, que nous n'avons pas pu faire apparaitre dans la partie précédente car les surfaces sondées avec les deux équipements sont différentes. Nous présenterons aussi des résultats de caractérisations thermiques obtenues à partir d'un monochromateur qui offre la possibilité d'exploiter plusieurs longueurs d'onde, ce qui est susceptible d'offrir des mesures de ΔT plus précises que l'utilisation d'une DEL. Enfin, nous aborderons les procédures réalisées lors de l'étape du post traitement.

Nous exposerons d'abord les résultats obtenus au sein de l'entreprise A, puis de l'entreprise B.

3.1 Mesures spécifiques effectuées au sein de l'entreprise A

Nous présenterons dans cette partie, les mesures qui ont été réalisées au sein de l'entreprise A, visant à évaluer la pertinence des résultats obtenus et par conséquent, à comprendre l'écart des ΔT obtenus avec l'entreprise B.

Nous exposerons tout d'abord le protocole qui consiste à estimer la répétabilité des mesures. Dans un deuxième temps, nous montrerons les mesures consistant à vérifier si le C_{th} est constant en fonction de la température. Ensuite, nous étudierons l'impact du choix de la méthode de calibration sur la mesure du ΔT. Enfin, nous mettrons en évidence les résultats de mesures thermiques en mode pulsé.

3.1.1 *Répétabilité des mesures et comparaison des deux méthodes de calibration*

Au sein de l'entreprise A, nous souhaitions réaliser une première estimation de la répétabilité des mesures. Ainsi, lors de la caractérisation de chaque surface à base d'or étudiée (i.e. plaque de champ et interconnexion de grilles), trois cartographies ont été réalisées à la suite, en défocalisant et en refocalisant manuellement l'objectif. Afin d'exposer les résultats, nous prendrons l'exemple représentatif de la zone 6, car elle a été caractérisée avec la méthode par C_{th} fixe et avec le mode pixel par pixel, ce qui permettra de comparer ces deux méthodes de calibration.

Lors de la calibration, nous avons utilisé les paliers de température de 20 et 40 °C. Les coefficients C_{th} extraits sur la plaque de champ et l'interconnexion de grilles sont respectivement de - 8,0 x 10^{-4} K^{-1} et - 5,4 x 10^{-4} K^{-1}. Le Tableau II-6 présente les valeurs de ΔT extraites à partir des deux méthodes de calibration et mesurées sur la plaque de champ et l'interconnexion de grilles. Chaque ΔT est une valeur moyennée sur une région de la surface étudiée, et les mêmes dimensions de ces régions sont réutilisées pour les deux autres mesures. Ces surfaces représentent environ 2 000 et 25 000 pixels, respectivement pour la plaque de champ et l'interconnexion de grilles.

	P_{diss} (W)	ΔT (°C) - C_{th} fixe C_{th} = - 8,0 x 10^{-4} K^{-1}			Moyenne (°C)	ΔT (°C) - pixel par pixel			Moyenne (°C)
Plaque de champ	**5**	20,5	21,7	21,5	**21,2**	20,3	-	-	**20,3**
	7,5	27,6	26,4	30,7	**28,2**	29,8	31,6	31,7	**31,0**
	10	33,4	35,2	36,2	**34,9**	40,7	41,2	42,1	**41,3**
	12,5	47,5	47,9	47,9	**47,8**	49,7	50,7	48,7	**49,7**
	15	55,1	61,3	63,7	**60,0**	61,1	58,6	58,9	**59,5**
	P_{diss} (W)	ΔT (°C) - C_{th} fixe C_{th} = - 5,4 x 10^{-4} K^{-1}			Moyenne (°C)	ΔT (°C) - pixel par pixel			Moyenne (°C)
Interco. de grilles	**5**	5,5	5,5	5,7	**5,6**	6,8	-	-	**6,8**
	7,5	8,8	8,8	8,7	**8,8**	10,8	10,8	10,8	**10,8**
	10	11,8	11,6	11,8	**11,7**	14,5	14,4	14,5	**14,5**
	12,5	14,2	14,1	14,2	**14,2**	17,5	17,4	17,5	**17,5**
	15	19,1	19,1	19,1	**19,1**	23,2	23,1	23,2	**23,2**

Tableau II-6 : Valeurs de ΔT des surfaces de la plaque de champ et de l'interconnexion de grilles de la région 6. Calibration effectuée de 20 à 40 °C, λ_{inc} = 530 nm, et $T°_{semelle}$ = 20 °C.

D'après les résultats extraits avec la méthode de calibration par C_{th} fixe sur la plaque de champ, nous constatons que les trois valeurs de ΔT obtenues à P_{diss} = 5 W révèlent une dispersion de l'ordre de 1 °C. Cette valeur semble augmenter avec l'élévation de la puissance dissipée, avec des écarts en moyenne de 2 °C pour les puissances dissipées de 7,5, 10 et 12,5 W, et enfin ≈ 8 °C à P_{diss} = 15 W. Cette dispersion des mesures a déjà été observée dans la partie 2.3.2.2. Nous l'avions attribuée au fait que cette surface est proche du site en sortie de grille côté drain, là où le HEMT s'échauffe le plus, et que les effets de bord de la plaque de champ ne favorisent pas une dissipation thermique efficace.

Les valeurs de ΔT à la surface de l'interconnexion de grilles sont moins dispersées, avec des écarts inférieurs à 0,3 °C pour chaque puissance dissipée testée. Nous pouvons expliquer cela par une dispersion des valeurs de C_{th} et de ΔT plus hétérogènes sur la plaque de champ que sur l'interconnexion de grilles, car cette dernière possède une plus faible rugosité de surface et une plus grande homogénéité de son état de surface, de sa géométrie et de l'épaisseur de la passivation.

D'après les résultats sur la plaque de champ obtenus dans le Tableau II-6 avec la méthode pixel par pixel, nous constatons que les trois valeurs de ΔT révèlent un écart ≤ 2,2 °C pour chaque puissance dissipée testée. Pour ces mêmes puissances dissipées, les écarts de ΔT à la surface de l'interconnexion de grilles sont inférieurs à 0,2 °C. A l'instar de ce que l'on a conclu avec le mode de calibration par C_{th} fixe, cette différence d'écart de ΔT entre les deux types de surface peut provenir de la disparité du C_{th}, qui est plus importante à la surface de la plaque de champ que sur l'interconnexion de grilles.

En confrontant les résultats obtenus sur la plaque de champ selon les deux modes de calibration, nous constatons que l'impact de ces derniers sur les écarts de ΔT n'est pas si évident pour les puissances dissipées entre 7,5 et 12,5 W. Cependant, pour P_{diss} = 15 W l'écart de ΔT est d'environ 2 °C avec la méthode pixel par pixel, contre ≈ 8 °C avec le mode de calibration par C_{th} fixe. Nous pouvons expliquer cette différence par le fait que l'application d'un unique C_{th} sur une surface où ce coefficient est fortement dispersé, peut entrainer une hausse des incertitudes de mesures du ΔT, notamment pour les plus fortes puissances dissipées où les gradients de température sont d'autant plus élevés.

L'influence du mode de calibration sur la dispersion de la température extraite à la surface de l'interconnexion de grilles, montre des écarts de ΔT inférieurs à 0,3 °C, pour chaque puissance dissipée testée. Ce constat peut s'expliquer par l'homogénéité des valeurs de C_{th} due à sa faible rugosité de surface, ce qui induit que l'établissement d'un C_{th} fixe n'affecte que faiblement les valeurs de C_{th} pixel par pixel. De plus, la largeur des dimensions de l'interconnexion de grilles, par rapport à la plaque de champ, permet d'avoir une bonne dissipation thermique et donc de faibles gradients de température. Cependant, nous pouvons noter que les valeurs de ΔT sont plus élevées de 1 °C à P_{diss} = 5 W par l'utilisation du mode pixel par pixel, et que cet écart augmente avec l'élévation de la puissance dissipée, jusqu'à 4 °C à P_{diss} = 15 W. Nous pouvons supposer qu'une plus grande précision du ΔT est obtenue avec le mode pixel par pixel.

Il est important de se rendre compte que ces trios de résultat ne constituent pas un protocole optimisé pour la détermination de la répétabilité des mesures, mais elles suffisent à mettre en évidence des incertitudes de mesures significatives. L'incertitude de mesure annoncée par les fournisseurs à 0,1 °C près n'est donc pas certaine.

Nous avons également noté des écarts de ΔT de 4 à 10 °C parmi les trios de mesures sur les plaques de champ des zones 1, 2, 4 et 5. Ces écarts sont du même ordre de grandeur que ceux que nous avons constatés dans le Tableau II-6, ce qui nous amène à penser que les hétérogénéités observées sur la zone 6 semblent régulières et ne sont donc pas des exceptions dues à des erreurs de mesure. De ce fait, il serait nécessaire de réaliser un protocole permettant la détermination des incertitudes de mesures, basé sur l'itération d'une cinquantaine de mesures à la suite en défocalisant et en refocalisant l'objectif manuellement. Cela permettrait d'estimer plus rigoureusement les incertitudes de mesure obtenues avec cet équipement.

3.1.2 *Évaluation de la constance du C_{th} avec l'élévation de la température.*

Dans les publications traitant de la caractérisation thermique des semiconducteurs par thermoréflectance, il semble être admis que le C_{th} est constant dans la gamme de température d'intérêt [99, 88]. De plus, les entreprises A et B considèrent cette hypothèse comme valide puisque dans leur procédure de calibration le C_{th} extrait entre 20 et 40 °C, ou entre 25 et 45 °C, est celui qui sera exploité

pour les mesures de température du composant étudié. Cependant, les écarts importants de ΔT que nous constatons d'un équipement à l'autre, et ce malgré des valeurs de C_{th} très proches extraites à partir de l'interconnexion de grilles (partie 2.3.1), nous font nous interroger sur l'évolution réelle du C_{th} avec l'élévation de la température, et notamment si ce coefficient ne serait pas impliqué dans ces erreurs de mesure.

Pour ces raisons, nous présenterons dans cette partie, tout d'abord, l'influence du changement de palier de température lors de la calibration sur la valeur du C_{th} extrait, avec l'équipement de l'entreprise A. Dans un deuxième temps, nous analyserons la seule publication, à notre connaissance, qui traite de l'évolution du C_{th} en fonction de la température, pour différents matériaux métalliques utilisés en microélectronique, notamment l'or [158].

3.1.2.1 Influence des paliers de température lors de la calibration

Pour observer le comportement du C_{th} avec l'augmentation de la température, nous avons décidé d'effectuer une calibration pixel par pixel, mais avec des paliers de température plus élevés que ceux correspondant à 20 et 40 °C. Par conséquent, nous avons choisi de la réaliser avec les paliers de 55 et 75 °C, afin de garder l'écart de 20 °C et de ne modifier qu'un seul paramètre du protocole de calibration.

Nous avons réalisé cette calibration sur la région 6, car c'est la seule zone où nous avions déjà effectué la calibration pixel par pixel avec les paliers 20 et 40 °C (Figure II-9.(a)) et dont les valeurs de C_{th} et ΔT ont été présentées dans le Tableau II-6.

Le Tableau II-7 présente les résultats de ces valeurs de C_{th} au niveau de la plaque de champ et de l'interconnexion de grilles de la zone 6. Pour les deux couples de paliers de température, les valeurs ont été moyennées à partir des mêmes zones et impliquent le même nombre de pixels que nous avons exposé dans la partie 3.1.1, pour la plaque de champ et l'interconnexion de grilles.

Type de surface	C_{th} - Paliers 20-40 °C	C_{th} - Paliers 55-75 °C	Ecart relatif
Plaque de champ	- 8,0 x 10^{-4} K^{-1}	- 12,4 x 10^{-4} K^{-1}	35%
Interconnexion de grilles	- 5,4 x 10^{-4} K^{-1}	- 6,5 x 10^{-4} K^{-1}	20%

Tableau II-7 : Valeurs des C_{th} moyens de la plaque de champ et de l'interconnexion de grilles de la région 6, pour deux couples de paliers de température : 20-40 °C et 55-75 °C, avec λ_{inc} = 530 nm et l'objectif x100.

Le Tableau II-7 nous montre que les C_{th} moyens sur la plaque de champ sont de - 8,0 x 10^{-4} K^{-1} et - 12,4 x 10^{-4} K^{-1}, respectivement avec les paliers de température 20-40 °C et 55-75 °C. Pour ces mêmes paliers de température, les valeurs des C_{th} moyens sur l'interconnexion de grilles sont respectivement de - 5,4x10^{-4} K^{-1} et - 6,5x10^{-4} K^{-1}. Nous pouvons donc constater des écarts notables de C_{th} extraits à partir des deux couples de paliers de température, qui sont de 20 et 35%, respectivement sur l'interconnexion de grilles et la plaque de champ. Ces valeurs ont été pourtant mesurées sur la même surface du composant et avec le même nombre de pixels. La détermination de la température par thermoréflectance étant basée sur une relation affine, ces écarts peuvent engendrer automatiquement des erreurs de 35 et 20% sur les mesures de ΔT de ces deux types de surface. Ces deux dernières valeurs suggèrent que les erreurs de mesures peuvent être plus importantes sur la plaque de champ que sur l'interconnexion de grilles, et qui peut s'expliquer par une surface avec une rugosité plus faible de cette dernière, une couche de passivation

plus homogène et une dimension plus large donc moins propice aux effets de bord. Ce constat est préoccupant puisque la plaque de champ est justement la zone qui est la plus proche du site où l'auto-échauffement du transistor est le plus important, et que l'on souhaite donc mesurer pour caractériser de façon la plus efficace possible la température d'échauffement du HEMT par thermoréflectance.

Le fait que l'on ne retrouve pas les mêmes valeurs de C_{th} selon le couple de paliers de température peut signifier que celui-ci n'est pas constant avec l'augmentation de la température, pour les surfaces de la plaque de champ et de l'interconnexion de grilles. La quasi-totalité des publications, dans le domaine de la caractérisation thermique des composants par thermoréflectance, énonce le contraire [57, 98, 164].

Il est donc nécessaire d'étudier le comportement du C_{th} en fonction de la température, pour le type de surface concerné. Nous allons donc analyser les résultats issus de la littérature.

3.1.2.2 Détermination du C_{th} avec l'élévation de la température

Dans la partie précédente, nous avons noté que des écarts de C_{th} de 35% peuvent être obtenus en modifiant les paliers de température lors de l'étape de calibration. Par conséquent, nous pouvons nous interroger sur l'évolution du C_{th} en fonction de la température de la surface analysée et sur la pertinence de le considérer comme constant, dans la gamme de température d'intérêt.

Une étude a été réalisée par Favaloro *et al.* [158], visant à déterminer la réflectivité et le C_{th} de plusieurs métaux utilisés en électronique, notamment l'or, dans une gamme de température entre 300 et 500 K. Cette étude a révélé que les surfaces de platine et d'aluminium présentaient des variations du C_{th} respectivement de 25 et 50% entre 300 et 500 K. Par conséquent, l'utilisation de la méthode par thermoréflectance sur tous les types de métaux n'est pas un choix pertinent, étant donné que cette technique repose sur la considération d'un C_{th} constant dans la gamme de température étudiée.

La Figure II-18 présente les résultats obtenus sur des surfaces en or avec et sans passivation, entre la température ambiante et 500 K, par pas de 50 K et pour les longueurs d'ondes incidentes de 455, 470 et 530 nm. La passivation utilisée est une couche de 200 nm de SiN_x.

D'après les courbes de la Figure II-18.(a), les valeurs des C_{th} de la surface d'or non passivé à 300 K sont d'environ 1,1 x 10^{-4} K^{-1}, 2,0 x 10^{-4} K^{-1} et - 2,5 x 10^{-4} K^{-1}, respectivement pour les longueurs d'onde de 455, 470 et 530 nm, tandis que sur l'or passivé, Figure II-18.(b), les valeurs de C_{th} sont de ≈ 1,2 x 10^{-4} K^{-1}, 1,6 x 10^{-4} K^{-1} et - 4,3 x 10^{-4} K^{-1}, respectivement pour les mêmes longueurs d'onde. Il a déjà été relayé dans la littérature que le C_{th} à la surface de l'or varie en fonction de la longueur d'onde incidente, et que cette dernière permet un C_{th} optimal pour λ_{inc} = 530 nm [94]. A partir de ces données, nous notons qu'entre les échantillons avec et sans passivation, les valeurs de C_{th} varient en moyenne de 0,1 x 10^{-4} K^{-1}, 0,4 x 10^{-4} K^{-1} et 1,6 x 10^{-4} K^{-1}, respectivement pour les λ_{inc} de 455, 470 et 530 nm. Ce changement du C_{th} plus ou moins important entre une couche d'or passivée et une autre non passivée a déjà été mis en évidence par Tessier *et al.* [104], et est expliqué par des effets d'interférence de la lumière incidente avec la passivation transparente.

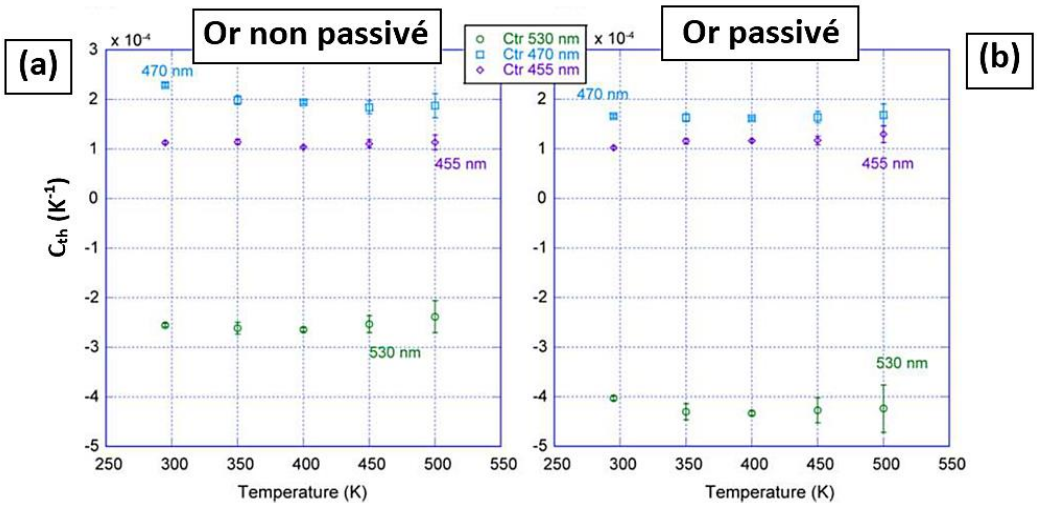


Figure II-18 : Valeurs de C_{th} en fonction de la température sur des surfaces en or (a) sans passivation et (b) avec passivation. Plusieurs longueurs d'onde ont été utilisées : 455 nm (en violet), 470 nm (en bleu) et 530 nm (en vert) [158].

La Figure II-18.(b) montre également une variation du C_{th} de l'or passivé en fonction de la température qui, dans l'intervalle de température étudié, montre des écarts pouvant atteindre environ 0,3 x 10^{-4} K^{-1}, 0,1 x 10^{-4} K^{-1} et 0,4 x 10^{-4} K^{-1}, respectivement pour λ_{inc} = 455, 470 et 530 nm. Si l'on reporte ces valeurs en écart relatif par rapport au C_{th} de l'or passivé, nous obtenons pour les mêmes longueurs d'onde 25, 13 et 10%, respectivement. De même, nous remarquons une forte incertitude de mesure à 500 K, de ± 0,2, 0,3 et 0,5, respectivement pour λ_{inc} = 455, 470 et 530 nm, dont les écarts relatifs correspondent à 17, 18 et 12%. De ce fait, malgré des variations plus importantes du C_{th} extrait avec λ_{inc} = 530 nm, cette dernière montre les écarts relatifs les plus faibles parmi les trois longueurs d'onde, dans le cas de l'or passivé et dans l'intervalle entre 300 et 500 K. Cet effet signifie que λ_{inc} = 530 nm représente la longueur d'onde optimisée parmi les trois testées pour la caractérisation thermique des surfaces d'or passivé, ce qui met en évidence l'importance d'avoir un C_{th} le plus élevé possible, afin que les écarts relatifs de la variation du C_{th} en fonction de la température soient le plus faible possible.

Cependant, ces écarts relatifs de l'ordre de 10% représentent tout de même des erreurs d'incertitudes significatives, loin de la valeur de 1% spécifiée par l'entreprise B, car la détermination de la température par thermoréflectance suit une loi linéaire, ce qui indique qu'une variation de C_{th} de 10% est susceptible d'engendrer un écart de 10% sur la mesure de ΔT.

La constance du C_{th} avec l'élévation de la température n'est donc pas aussi avérée que le décrit la majorité des publications [57, 98, 155]. Les écarts relatifs de l'ordre de 10% mis en évidence à partir de l'étude précédente (Figure II-18), ne sont cependant pas directement transposables sur notre composant, car les différentes rugosités, états de surface et épaisseurs de passivation sont susceptibles de modifier radicalement la réflectivité R et sa dépendance en température $\frac{dR}{dT}$ [104, 158, 172]. Par conséquent, ces variations du C_{th} nous amènent à penser qu'il serait nécessaire de vérifier si ce phénomène est observable sur les surfaces en or de notre composant dans l'intervalle de fonctionnement de notre transistor (entre 300 et 600 K), mais aussi sur le matériau GaN, dont l'évolution du C_{th} en fonction de la température n'a, à notre connaissance, jamais été étudiée dans la littérature.

3.1.3 *Mesures de température en mode de fonctionnement pulsé*

Nous présenterons dans cette partie les premières mesures de ΔT du Golden Unit, réalisées en mode de fonctionnement pulsé sur la zone large de GaN. Nous avons trouvé que les résultats sur les surfaces en or n'étaient malheureusement pas exploitables. Lors de l'établissement des conditions de polarisation pour les véhicules de test en mode pulsé, il était prévu de réguler la tension de grille V_{GS}, afin d'obtenir le courant de drain I_{DS} voulu. Sur place, il n'y avait pas d'ampèremètre disponible pour suivre l'intensité I_{DS}. Les conditions de polarisation ont donc été de V_{DS} = 45 V et V_{GS} ON/OFF = -0,7/-6,0 V avec une durée du pulse électrique de 500 µs. La Figure II-19 présente l'évolution de ΔT en fonction du temps, lors du pulse électrique et d'une partie du refroidissement après la fin du pulse.

Nous remarquons un ΔT d'environ 22 °C, à t = 0 s, alors que le ΔT maximal est obtenu à t = 470 µs. Ce constat n'est pas logique puisque la durée du pulse du stress électrique fut configuré à 500 µs. Il doit donc y avoir une erreur lors de la configuration des paramètres du pulse avec l'illumination de la DEL, qui masque environ les ≈ 30 premières µs du pulse. Ce problème rend l'analyse de la courbe difficile, car l'évolution du ΔT au début du pulse est importante pour estimer les différentes phases que l'on est censé observer lors de l'échauffement et du refroidissement du matériau [123, 138].

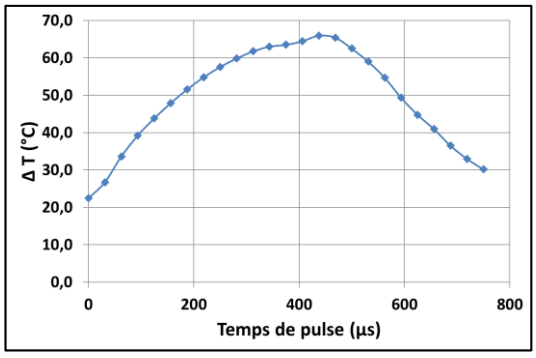


Figure II-19 : Évolution du ΔT de la zone large de GaN au cours du temps. Conditions de polarisation ; V_{DS} = 45 V, V_{GS} ON/OFF= -0,7/-6,0 V, période du pulse T = 2,5 ms et largeur de pulse = 500 µs. $T_{semelle}$ = 20 °C.

3.1.4 *Bilan des mesures spécifiques réalisées chez l'entreprise A*

Nous avons détaillé dans cette partie les procédures qui visaient à évaluer la pertinence des mesures effectuées avec l'équipement de l'entreprise A. Pour cela, nous avons remarqué que l'itération de trois mesures pour chaque condition de polarisation était suffisante pour mettre en évidence des limites sur la répétabilité des mesures. Il serait donc nécessaire de réaliser un protocole permettant la quantification des incertitudes de mesure, afin d'évaluer cet équipement plus rigoureusement.

Nous avons également étudié l'impact du mode de calibration sur la détermination du ΔT, qui nous a révélé que le mode pixel par pixel permettait une plus faible dispersion de ces valeurs.

Nous avons ensuite noté qu'une hausse des paliers de température pouvait entrainer une modification du C_{th} jusqu'à 35%, avec l'équipement de l'entreprise A. Ces effets pouvant engendrer d'importantes erreurs de mesures, il est primordial de pouvoir étudier l'évolution du C_{th} en fonction de la température de chaque surface sondée de notre composant, afin d'évaluer rigoureusement la thermoréflectance.

3.2 Mesures spécifiques réalisées dans l'entreprise B

Nous allons maintenant détailler les mesures effectuées spécifiquement dans l'entreprise B. Nous présenterons les procédures permettant de quantifier la répétabilité des mesures et l'allure du C_{th} en fonction de la température. Nous exposerons ensuite les résultats de ΔT qui n'avaient pas pu être comparés avec ceux de l'entreprise A, en mode continu et en mode pulsé. Nous aborderons ensuite les résultats de température obtenus avec le monochromateur comme source lumineuse lors des caractérisations thermiques par thermoréflectance. Enfin, nous expliquerons plus précisément la partie post-traitement.

3.2.1 *Répétabilité des mesures*

La caractérisation des incertitudes de mesure est importante pour évaluer l'allure du C_{th} en fonction de la température d'intérêt et pour déterminer la résolution en température de l'équipement.

Ces mesures ont été réalisées sur un transistor retiré de son boitier, visible sur la Figure I-6 du chapitre précédent, et qui correspond à un composant jumeau, identique de celui que nous avons utilisé lors des caractérisations thermiques. La procédure consiste à réaliser 50 mesures d'affilée, en défocalisant puis en refocalisant manuellement l'objectif entre chaque mesure. Le principe de la thermométrie étant de calculer le rapport des signaux de réflectivité entre deux températures connues, il a fallu définir ces dernières. La première correspond à la température ambiante tandis que la seconde est de 140 °C, qui est une valeur supérieure à la température maximale atteinte durant nos caractérisations thermiques, qui est de 128 °C (Figure II-14). Ceci permet de définir une incertitude de mesure sur la gamme de température déterminée par thermoréflectance, lors de la polarisation de notre composant. Le thermocouple est apposé sur la cellule Peltier, à côté de l'échantillon étant donné sa taille inférieure à 1 mm².

50 images de $\frac{\Delta R}{R_0}$ ont été utilisées pour chaque palier de température afin d'extraire la cartographie de C_{th} d'un cycle et 50 cycles ont été réalisés entre 30 et 140 °C. Nous avons utilisé le même objectif et la même DEL à λ_{inc} = 530 nm que lors des caractérisations thermiques, afin de se placer dans les mêmes conditions optiques. En divisant le $\frac{\Delta R}{R_0}$ de chaque cycle par le ΔT affiché sur le thermocouple, on peut déterminer le C_{th}. Le Tableau II-8 présente les 20 premières valeurs de $\frac{\Delta R}{R_0}$ et du C_{th} pour chacune des surfaces sondées. Ces dernières, ainsi que les zones sur lesquelles sont moyennées les valeurs de $\frac{\Delta R}{R_0}$ sont mises en évidence sur la Figure II-5.(c).

Ces 20 premières mesures sont représentatives des 50 itérations du test de répétabilité, où la surface du support thermoélectrique varie d'environ ± 3 °C.

N° de mesure	ΔT (°C)	ΔR/R$_0$ (x10^{-2} sans unité)					C_{th} (x10^{-4} K^{-1})				
		Plaque de champ	Canal GaN	Electrode de drain	Interco. de grilles	Zone large GaN	Plaque de champ	Canal GaN	Electrode de drain	Interco. de grilles	Zone large GaN
1	109,7	-6,71	-3,15	-8,48	-7,86	-1,21	-6,11	-2,87	-7,73	-7,16	-1,10
2	108,1	-6,60	-2,99	-8,46	-7,89	-1,32	-6,10	-2,77	-7,82	-7,30	-1,22
3	108,7	-6,69	-3,06	-8,38	-7,79	-1,26	-6,15	-2,82	-7,71	-7,16	-1,16
4	108,8	-6,74	-3,21	-8,42	-7,80	-1,23	-6,20	-2,95	-7,74	-7,17	-1,13
5	107,7	-6,16	-2,98	-8,25	-7,67	-1,13	-5,72	-2,77	-7,66	-7,12	-1,05
6	108,3	-6,33	-3,05	-8,25	-7,67	-1,18	-5,85	-2,82	-7,62	-7,08	-1,09
7	108,1	-6,52	-3,00	-8,30	-7,72	-1,25	-6,03	-2,77	-7,68	-7,15	-1,16
8	107,7	-6,24	-3,03	-8,30	-7,70	-1,12	-5,79	-2,82	-7,71	-7,14	-1,04
9	107,2	-6,41	-2,96	-8,24	-7,63	-1,23	-5,98	-2,76	-7,69	-7,12	-1,15
10	107,7	-6,57	-3,05	-8,35	-7,79	-1,24	-6,10	-2,83	-7,76	-7,23	-1,15
11	108,1	-6,35	-3,10	-8,41	-7,80	-1,20	-5,87	-2,87	-7,77	-7,21	-1,11
12	112,0	-6,72	-3,14	-8,64	-8,12	-1,27	-6,00	-2,80	-7,71	-7,25	-1,13
13	107,5	-6,51	-3,14	-8,35	-7,74	-1,23	-6,05	-2,92	-7,76	-7,20	-1,14
14	107,6	-6,65	-3,08	-8,36	-7,76	-1,32	-6,18	-2,86	-7,77	-7,22	-1,23
15	107,9	-6,38	-3,01	-8,29	-7,72	-1,24	-5,91	-2,79	-7,69	-7,16	-1,15
16	108,2	-6,52	-3,19	-8,37	-7,81	-1,21	-6,03	-2,95	-7,73	-7,22	-1,12
17	111,1	-6,63	-3,16	-8,54	-7,99	-1,24	-5,97	-2,85	-7,68	-7,20	-1,12
18	107,6	-6,44	-3,01	-8,31	-7,74	-1,27	-5,98	-2,80	-7,73	-7,20	-1,18
19	108,0	-6,31	-3,07	-8,25	-7,64	-1,14	-5,84	-2,84	-7,64	-7,07	-1,06
20	107,6	-6,29	-2,92	-8,24	-7,70	-1,23	-5,85	-2,71	-7,66	-7,15	-1,14

Tableau II-8 : 20 premières valeurs du test de répétabilité des données de $\Delta R/R_0$ et du C_{th}, effectuées entre 30 et 140 °C pour chaque surface de la zone 6.

A partir des valeurs issues du Tableau II-8, nous pouvons extraire les incertitudes de mesure de chaque surface sondée, à partir de leur écart type. L'incertitude de mesure x_e, en termes de pourcentage par rapport à la valeur moyenne $\bar{X}$, est déterminée selon la relation suivante, où σ représente l'écart type standard :

$$x_e = \left| \frac{\sigma}{\bar{X}} \times 100 \right| \qquad \text{Eq. II-3}$$

Le Tableau II-9 et le Tableau II-10 reportent les valeurs des moyennes, écarts types et incertitudes de mesures, respectivement pour le $\frac{\Delta R}{R_0}$ et le C_{th}.

Surfaces	Plaque de champ	Electrode	Interconnexion de grilles	Canal GaN	GaN large
Moyenne $\frac{\Delta R}{R_0}$ (sans unité)	-6,40 .10^{-2}	-8,32 .10^{-2}	-7,75 .10^{-2}	-3,03 .10^{-2}	-1,22 .10^{-2}
Ecart type $\frac{\Delta R}{R_0}$ (sans unité)	1,96 .10^{-3}	1,40 .10^{-3}	1,44 .10^{-3}	1,04 .10^{-3}	5,39 .10^{-4}
Incertitude $\frac{\Delta R}{R_0}$	3 %	2 %	2 %	3 %	4 %

Tableau II-9 : Moyennes, écarts types et incertitudes de mesures des valeurs de $\frac{\Delta R}{R_0}$ pour chaque surface de la zone 6.

Surfaces	Plaque de champ	Electrode	Interconnexion de grilles	Canal GaN	GaN large
Moyenne C_{th} (K^{-1})	- 5,90 .10^{-4}	- 7,67.10^{-4}	- 7,15.10^{-4}	- 2,79.10^{-4}	- 1,12.10^{-4}
Ecart type C_{th} (K^{-1})	1,60 .10^{-5}	5,85.10^{-6}	5,20.10^{-6}	7,88.10^{-6}	5,26.10^{-6}
Incertitude C_{th}	3 %	1 %	1 %	3 %	5 %

Tableau II-10 : Moyennes, écarts types et incertitudes de mesures des valeurs de C_{th} pour chaque surface de la zone 6.

D'après ces deux tableaux, les incertitudes de mesures présentent un facteur de l'ordre de 10^{-2} par rapport aux moyennes de chaque zone, ce qui met en évidence une bonne répétabilité des mesures. Il

faut cependant distinguer répétabilité et exactitude des mesures, c'est-à-dire la capacité de celles-ci à déterminer la température « exacte ».

Cette procédure de répétabilité a seulement été effectuée par l'entreprise B et ce, plusieurs mois après la campagne de mesures thermiques. A l'issue de ces résultats nous avons souhaité réitérer ce protocole sur le même échantillon en présence d'une ou plusieurs personnes de notre équipe afin d'évaluer la répétabilité de ces données. La mise en œuvre de cette procédure n'a pas encore été réalisée.

3.2.2 *Répétabilité de la méthode à 6 mois d'intervalle*

Deux séries de mesures ont été réalisées par l'entreprise B à six mois d'intervalle sur deux échantillons jumeaux. Le Tableau II-11 reporte les valeurs de C_{th} obtenues lors de ces essais, sur chaque surface sondée de la zone 6.

Surfaces	Plaque de champ	Electrode de drain	Interconnexion de grilles	Canal GaN	GaN large
Moyenne C_{th} (K^{-1}) Mois X	- 6,84 x 10^{-4}	- 7,02 x 10^{-4}	- 5,70 x 10^{-4}	- 2,70 x 10^{-4}	- 1,55 x 10^{-4}
Moyenne C_{th} (K^{-1}) Mois X + 6	- 5,90 .10^{-4}	- 7,67.10^{-4}	- 7,15.10^{-4}	- 2,79.10^{-4}	- 1,12.10^{-4}

Tableau II-11 : Comparaison des valeurs de C_{th} obtenues sur la zone 6 avec l'équipement de l'entreprise B, à six mois d'intervalle.

D'après ce tableau, nous constatons des différences de C_{th} sur chaque surface sondée, qui atteignent environ 1,5.10^{-4} K^{-1}, soit ≈ 20% d'écart entre les deux valeurs, sur l'interconnexion de grilles. C'est-à-dire que l'écart maximal est observable sur le type de surface constituée de la rugosité de surface la plus faible, permettant une grande dissipation de la chaleur et que l'on avait estimé être une surface idéale pour la réalisation de mesures fiables. Ce constat peut indiquer une mauvaise répétabilité de la méthode. Cependant, le fait que ce ne soit pas strictement le même échantillon qui est utilisé entre les deux mesures peut laisser un doute sur les valeurs de C_{th}. Par conséquent, comme indiqué dans le paragraphe précédent il serait intéressant de réitérer ce protocole avec un des échantillons testés et montrés dans le Tableau II-11, afin de statuer plus rigoureusement sur la répétabilité des mesures.

3.2.3 *Évolution du C_{th} en fonction de la température*

Dans cette partie nous présenterons le comportement du C_{th} en fonction de la température, dans la gamme de 30 à 260 °C, correspondant aux températures maximales que peut supporter le support thermoélectrique. Pour cela, le rapport des réflectivités $\frac{\Delta R}{R_0}$ a été extrait à partir d'un palier « froid » de température qui sera toujours de 30 °C, jusqu'à un palier plus chaud, que l'on augmentera de 10 °C à chaque nouvelle mesure. La température servant de référence est celle indiquée par le thermocouple apposé sur l'échantillon. L'échantillon utilisé et l'emplacement du thermocouple sont les mêmes que lors du test de répétabilité. En divisant chaque valeur de $\frac{\Delta R}{R_0}$ par son ΔT correspondant, nous pouvons extraire le C_{th}. La Figure II-20 présente l'évolution du C_{th} en fonction du ΔT pour chaque surface de la région 6, par pas de 10 °C.

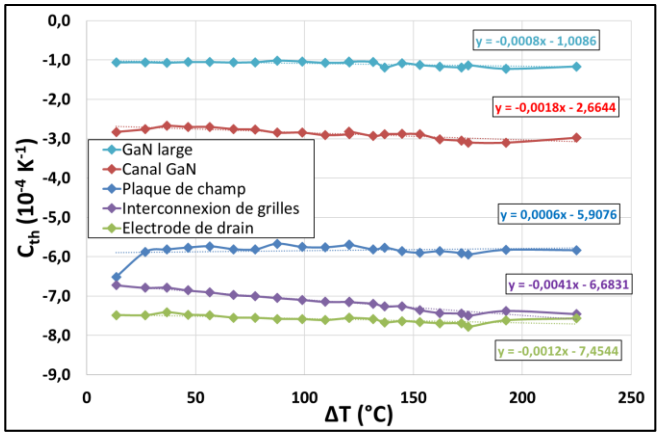


Figure II-20 : Évolution du C_{th} en fonction du ΔT pour chaque surface de la zone 6.

Nous pouvons constater sur la Figure II-20 que pour chaque surface testée, le C_{th} n'est pas strictement constant sur la gamme de température étudiée. En effet, si l'on compare le C_{th} obtenu à ΔT = 14 °C avec celui extrait à ΔT = 192 °C, pour chaque surface étudiée, alors nous obtenons des écarts de 0,13 x 10^{-4} K^{-1}, 0,16 x 10^{-4} K^{-1}, 0,27 x 10^{-4} K^{-1}, 0,66 x 10^{-4} K^{-1} et 0,70 x 10^{-4} K^{-1}, respectivement pour les surfaces de l'électrode de drain, le GaN large, le canal GaN, l'interconnexion de grilles et la plaque de champ. Pour chacune de ces surfaces, les différences relatives des écarts que nous venons de montrer, par rapport à leur valeur moyennée sur l'intervalle de température étudié, sont de 2%, 15%, 10%, 10% et 12%, respectivement pour les surfaces de l'électrode de drain, le GaN large, le canal GaN, l'interconnexion de grilles et la plaque de champ. A partir de ces résultats, nous pouvons faire plusieurs constats :

Tout d'abord, nous notons que la variation du C_{th} provoque une erreur d'incertitude non négligeable sur la détermination de la température de surface, supérieure à la valeur de 1% spécifiée par l'entreprise, de l'ordre de 10-15% sur l'ensemble des surfaces étudiées, sauf pour l'électrode de drain où la variation est de ≈ 2%.

Excepté pour l'électrode de drain, nous remarquons que l'ensemble des écarts relatifs est du même ordre de grandeur que celui extrait de la publication que nous avons détaillée dans la partie 3.1.2.2, donnant une valeur de ≈ 10% sur l'or passivé avec λ_{inc} = 530 nm [158].

Néanmoins, nous trouvons étonnant le fait d'obtenir des variations de C_{th} moins importantes sur l'électrode de drain que sur l'interconnexion de grilles, car nous avions estimé cette dernière comme étant la surface permettant les mesures les plus fiables, parmi les cinq que nous avons étudiées. Ainsi, nous aurions pu nous attendre à ce que le phénomène inverse se produise, entre l'évolution en température du C_{th} de l'électrode de drain et celui de l'interconnexion de grilles. Cependant, l'écart relatif significatif de 10-15% est observé sur quatre types de surface, parmi les cinq étudiés, en accord avec les résultats parus dans l'article [158]. Par conséquent, nous pouvons conclure que le C_{th} représente bien une propriété intrinsèque des matériaux qui varie avec la température, de manière plus ou moins importante selon plusieurs paramètres comme l'état de surface, la longueur d'onde incidente, la présence d'une passivation, son épaisseur, etc…

Il est néanmoins important de préciser qu'entre la période de l'étude reportée par Favaloro *et al*. en 2015 [158] et la nôtre, les équipements des deux entreprises, tels que les systèmes autofocus, de recalage d'image, les résolutions des CCD et les supports piézoélectriques, ont évolué. Ce constat peut signifier que

les systèmes proposés et les protocoles expérimentaux sont encore en cours de développement, et peuvent contribuer aux forts écarts de température extraits entre les équipements des deux entreprises.

Pour réaliser des mesures plus justes, il serait donc intéressant de prendre en compte la dépendance du C_{th} en fonction de la température.

Dans cette partie, nous avons mené une étude originale, par rapport à la littérature, consistant à analyser l'évolution du signal du C_{th} en fonction de la température, sur des surfaces à base de GaN, ainsi que sur des surfaces d'or ayant des états de surface et des rugosités différentes. Nous avons démontré expérimentalement la variation du C_{th} en fonction de la température. Ce phénomène est susceptible d'entrainer des erreurs de mesures de la température de surface atteignant 10% sur l'intervalle de température 30-200 °C et ce, même pour une surface homogène et à base d'or comme celle de l'interconnexion de grilles. Par conséquent, il semble impératif de prendre en compte cette dépendance du C_{th} avec la température.

3.2.4 *Evaluation de la méthode de caractérisation thermique du Golden Unit par application d'une température connue*

Le protocole suivant a été testé afin d'évaluer l'exactitude des mesures lorsque l'on impose au composant une température connue. Le principe, simple, consiste à chauffer l'échantillon jusqu'à une température paramétrée à l'aide de la cellule Peltier, puis à réaliser une mesure thermique sur différentes surfaces, et observer si chaque ΔT déterminée s'approche de la température de consigne.

La calibration pixel par pixel a été réalisée à partir des paliers 25 et 80 °C avec une DEL à λ = 530 nm, représentant une longueur d'onde optimisée pour les surfaces en or et ayant aussi permis l'obtention de RSB satisfaisants sur les matériaux GaN, avec l'équipement de l'entreprise B, comme nous l'avons spécifié dans la partie 2.2.1.

Lors de la calibration, la température du composant a été régulée grâce à la cellule Peltier entre les paliers 25 et 80 °C, de manière à utiliser un C_{th} qui prend en compte la température. Pour la mesure thermique, la température de la cellule Peltier a été fixée à 60 °C. Celle du composant, indiquée à l'aide d'un thermocouple apposé sur l'échantillon, a été mesurée à 57,9 °C. La température de référence indiquée par le thermocouple pour les calculs de $\frac{\Delta R}{R_0}$ est de 25,0 °C. Le Tableau II-12 présente les valeurs des températures issues des surfaces présentes sur la zone 6 et l'écart de température par rapport à celui indiqué par le thermocouple. La température extraite pour chaque type de surface, correspond à la somme du ΔT et de la température de référence.

Le Tableau II-12 montre que les rapports de l'écart de température des zones à base d'or sont globalement bas ; 2% sur l'électrode, 0,09% sur la plaque de champ et 0,02% sur l'interconnexion de grilles. L'incertitude de mesure semble sensiblement plus grande sur l'électrode de drain, ce qui peut être attribué à sa grande rugosité de surface, par rapport aux deux autres matériaux qui ont des surfaces plus lisses. Contrairement à ce que l'on a observé dans la partie précédente, à propos de la variation du C_{th} en température, les résultats affichés dans le Tableau II-12 semblent avoir été faiblement affectés par ce phénomène, ce qui pourrait s'expliquer par le choix d'une température trop basse de notre part pour cette expérimentation. En effet, les écarts relatifs des C_{th} exposés dans la partie précédente ont été déterminés entre deux ΔT différents à partir de la même température de référence, ΔT = 14 °C et

ΔT = 192 °C, tandis que la température de 57,9 °C, utilisée pour l'expérimentation présentée dans le Tableau II-12, correspond à un ΔT ≈ 30 °C par rapport à la température de référence (25 °C). Par conséquent, il est possible que cette température imposée ne soit pas assez élevée pour évaluer la méthode de mesure avec cette technique de validation.

Surface caractérisée	Température extraite (°C)	Pourcentage de l'écart par rapport à 57,9 °C
Electrode de drain	59,2	2%
Plaque de champ	58,4	0,09%
Interconnexion de grilles	58,0	0,02%
Canal GaN	61,5	6%
Zone large de GaN	64,6	12%

Tableau II-12 : Températures extraites par thermoréflectance avec λ = 530 nm issues de la zone 6 (Figure II-5.(c)), et pourcentages des écarts de température obtenus par rapport à la température imposée du composant (57,9 °C).

Nous pouvons noter que les matériaux à base de GaN présentent une incertitude de mesure bien plus importante que ceux à base d'or, avec des écarts par rapport à la température indiquée par le thermocouple, de 6 et 12%, respectivement sur le canal GaN et la zone large de GaN. Ces observations peuvent être expliquées par le choix de la longueur d'onde, qui est optimisée pour la mesure des surfaces en or mais pas nécessairement pour le GaN. Cependant, ces incertitudes particulièrement élevées nous font surtout douter de la fidélité des mesures réalisées sur ce type de semiconducteur.

Cette expérience met en évidence l'importance du choix de la longueur d'onde incidente sur la justesse de la mesure, mais serait à réitérer avec une température à imposer plus importante, de l'ordre de ΔT = 130 °C, afin de prendre en compte les valeurs maximales de température que nous avons déterminées sur notre composant (i.e. la plaque de champ).

3.2.5 *Résultats des mesures thermiques*

Dans cette partie, nous présentons des résultats de mesures thermiques effectuées uniquement par l'entreprise B.

3.2.5.1 Mesure de la surface des électrodes de source et de drain

La Figure II-21 présente les résultats de ΔT en fonction de la puissance dissipée, sur une partie des électrodes de source et de drain situées au centre du composant. Sur la Figure II-21.(a), nous rappelons que les zones 4 et 5 correspondent respectivement, aux parties gauche et centrale de l'électrode de source, tandis que la zone 6 sonde la partie droite de l'électrode de drain (Figure II-5). Sur la Figure II-21.(b), c'est la même électrode de source qui a été caractérisée sur les zones 1, 2 et 3, et qui correspond à l'une des deux électrodes en bord du transistor (Figure II-4).

La Figure II-21.(a) nous montre que la tendance liée à l'échauffement des électrodes de drain et de source est presque linéaire en fonction de la puissance dissipée, car les valeurs des R^2 sont supérieures à 0,99, mais celles des ordonnées à l'origine vont de - 2,9 à - 4,5 °C et sont donc éloignées des incertitudes de mesures par rapport à 0 °C. Ce constat n'est pas tout à fait en accord avec les tendances observées

dans la littérature pour des HEMTs AlGaN/GaN sur substrat SiC [56, 141, 166], comme nous avons pu le remarquer sur la plaque de champ, dans la partie 2.3.

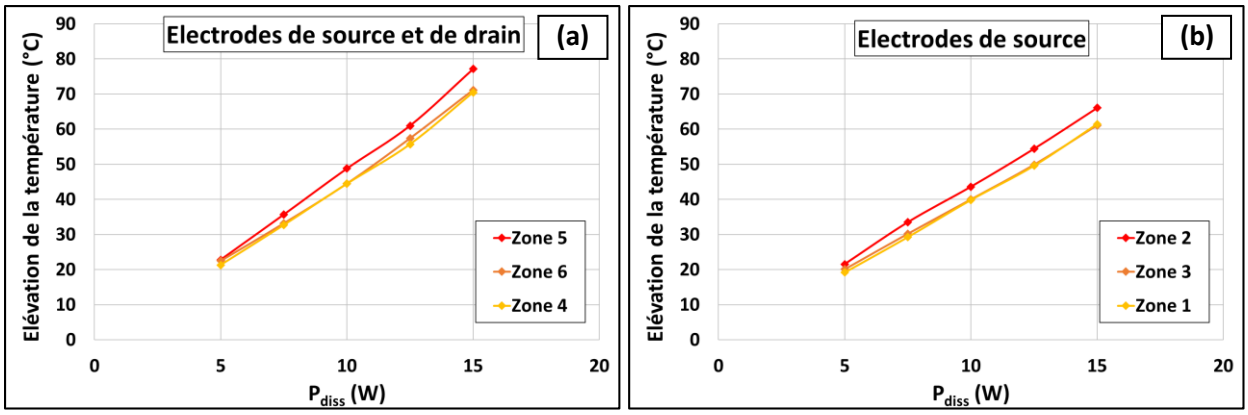


Figure II-21 : Élévation de la température en fonction de la puissance dissipée, (a) au niveau de l'électrode de source (zones 4 et 5) et de drain (zone 6), et (b) sur l'électrode de source des zones 1, 2 et 3 ($T°_{semelle}$ = 25 °C).

Nous pouvons remarquer que pour chaque puissance dissipée, les résultats de ΔT sur les zones 4 et 6 sont similaires, ce qui peut s'expliquer par le fait que ces deux surfaces sont situées aux extrémités des électrodes, c'est-à-dire placées à coté de matériaux plus froids que ceux au centre du transistor. De ce fait, même si ces deux zones ne sont pas strictement symétriques car elles n'appartiennent pas à la même électrode, il n'est pas invraisemblable de retrouver des valeurs analogues sur les surfaces des électrodes de source et de drain des zones 4 et 6.

Nous constatons qu'à P_{diss} = 5 W les valeurs de ΔT des zones 4, 5 et 6 sont équivalentes, mais pour P_{diss} = 7,5, 10, 12,5 et 15 W, les températures sur la zone 5 sont plus élevées d'environ 3, 6, 5 et 8 °C, respectivement. L'échauffement du transistor semble donc plus important au centre du transistor par rapport aux extrémités et l'écart des températures s'élargit avec l'augmentation de la puissance dissipée. Ce constat est en accord avec la littérature qui l'explique par le phénomène de couplage thermique que l'on a décrit dans la partie 2.3.2.1 [70, 86, 169].

D'après la Figure II-21.(b), nous constatons que les courbes de ΔT sont linéaires, car les valeurs des R^2 sont supérieures à 0,99 et celles des ordonnées à l'origine sont ≤ 2,0 °C, soit proches de 0 °C, ce qui est en désaccord avec ce que nous avons observé avec les autres électrodes sur la Figure II-21.(a). Nous notons également que les valeurs de température observées sur les zones 1 et 3 sont similaires, ce qui met en évidence une répartition symétrique de la dissipation thermique du transistor. Nous notons également qu'à P_{diss} = 5 W les valeurs de ΔT sont analogues, mais qu'à partir de 7,5 W, l'échauffement de la surface correspondante au centre de l'électrode (zone 2) est plus important que celles situées aux extrémités (zones 1 et 3), d'environ 3 à 5 °C jusqu'à P_{diss} = 15 W, ces phénomènes sont similaires à ceux que l'on a observés sur la Figure II-21.(a).

En confrontant les courbes de la Figure II-21.(a) à celles de la Figure II-21.(b), nous pouvons remarquer que les températures de surface des électrodes centrales des zones 4, 5 et 6 sont systématiquement supérieures à celles des ΔT des surfaces présentes au bord du transistor, sur les zones 1, 2 et 3. Cet écart de température augmente graduellement avec l'élévation de la puissance dissipée

d'environ 1-2 °C à P_{diss} = 5 W, jusqu'à environ 10 °C à P_{diss} = 15 W. Cet effet s'explique par le phénomène de couplage thermique.

L'ensemble de ces observations montrent que les mesures de température à la surface des électrodes de source et de drain semblent suivre des allures qui sont en accord avec la littérature.

3.2.5.2 Mesure de la surface du canal GaN des zones centrales

La Figure II-22 présente les valeurs de ΔT des surfaces à base de GaN en fonction de la puissance dissipée sur les régions 4, 5 et 6.

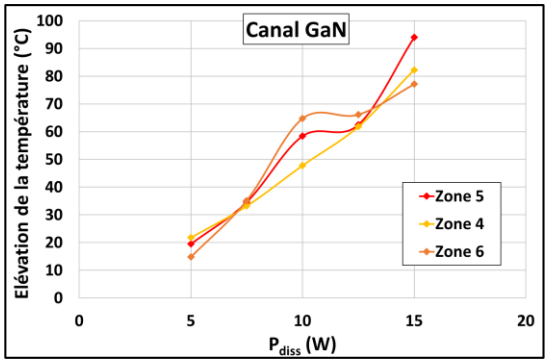


Figure II-22 : Élévation de la température en fonction de la puissance dissipée au niveau du canal GaN ($T°_{semelle}$ = 25 °C).

D'après ces trois courbes, nous pouvons constater que les valeurs de ΔT augmentent avec l'élévation de la puissance dissipée, mais ne présentent pas d'allure linéaire. Il est également difficile de comparer les courbes entre elles, du fait que les points expérimentaux semblent pourvus d'importantes incertitudes de mesures. Dans la partie 3.2.1, nous avons noté que la répétabilité des mesures était correcte, mais dans la 2.2.1 nous avons expliqué que la transparence du GaN à la lumière visible peut entrainer des erreurs d'interprétation des résultats, du fait que l'information thermique est susceptible de provenir des multiples interfaces présentes sur le chemin optique de la lumière, telle que l'interface air/passivation ou GaN/substrat. Aussi, il est difficile de statuer, pour le moment, sur la pertinence et la signification des mesures de température du matériau GaN.

3.2.6 Bilan sur les évolutions de l'échauffement en fonction de la puissance dissipée, de chaque type de surface caractérisée

En combinant les résultats obtenus dans cette partie avec ceux mis en évidence dans la partie 2.3, nous pouvons énoncer un bilan sur la répartition générale de l'échauffement au sein du composant polarisé en mode continu, obtenue à partir de l'équipement de l'entreprise B. Nous pouvons comparer les valeurs de température de chaque surface sondée, afin de les ordonner en fonction de l'échauffement du plus au moins important. La Figure II-23 présente les évolutions des ΔT en fonction de la puissance dissipée pour chaque surface sondée de la zone 6.

Cette figure nous montre que la plaque de champ présente l'échauffement le plus élevé, suivi du canal GaN, de l'électrode de drain, de la zone large de GaN et de l'interconnexion de grilles. Si l'on prend en compte uniquement les matériaux à base d'or, l'ordre de ces valeurs d'échauffement est cohérent par

rapport à leur proximité avec le point chaud, ces valeurs révèlent donc une pertinence des résultats obtenus, pour les surfaces à base d'or. Cependant, nous avons noté que les mesures à la surface des zones de GaN possèdent des incertitudes de mesures potentiellement importantes, ce qui rend difficile la comparaison avec les autres surfaces.

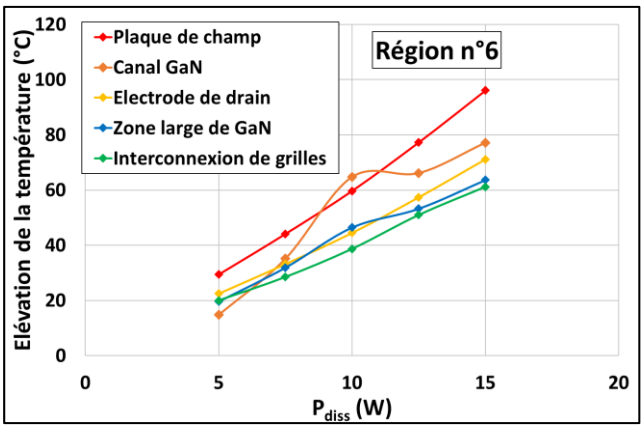


Figure II-23 : Élévation de la température en fonction de la puissance dissipée des différentes surfaces présentes sur la région 6. $T°_{semelle}$ = 25 °C et λ = 530 nm.

Nous venons de détailler les mesures en continu effectuées avec l'équipement de l'entreprise B et qui n'étaient pas comparables à celles de l'entreprise A. Nous avons remarqué que les tendances des ΔT en fonction de P_{diss} n'étaient pas toujours linéaires sur les électrodes, ce qui signifie que les résultats ne sont pas entièrement corrélés avec la littérature. En revanche, nous avons noté la présence du phénomène du couplage thermique, qui lui est en accord avec la littérature émanant de plusieurs méthodes de caractérisation, telles que la spectroscopie Raman, la thermographie infrarouge ou par SThM [56, 70, 141].

3.2.7 *Résultats des mesures de température du Golden Unit polarisé en régime pulsé*

Nous allons présenter maintenant les résultats de température du composant polarisé en régime pulsé, avec l'équipement de l'entreprise B. Les conditions de polarisation furent les suivantes : V_{DS} = 45 V, $V_{GS\ (canal\ ouvert)}$ = - 0,7 V et $V_{GS\ (canal\ pincé)}$ = - 6,0 V. Les mesures ont été faites avec une résolution temporelle de 50 ns et tout comme en régime continu, le courant a été contrôlé lors des mesures. Les calibrations en température ont été réalisées pixel par pixel, selon la même procédure que lors des mesures thermiques en mode de fonctionnement continu. Le Tableau II-13 présente les résultats correspondant à la valeur maximale des ΔT. Nous avons utilisé deux objectifs : le x20 qui nous a permis de caractériser en même temps plusieurs zones correspondant aux surfaces des électrodes et le x100 sur la région 5 pour sonder la plaque de champ, le canal GaN et les électrodes.

Les valeurs de ΔT mesurées avec l'objectif x20 montrent des valeurs de température plus élevées au niveau des régions centrales des électrodes que sur les extrémités. Elles sont également plus élevées sur l'électrode du milieu (zones 4, 5 et 6) que sur l'électrode en bord de transistor (zones 1, 2 et 3). Ces résultats sont en accord avec ce que l'on a vu précédemment. Les mesures réalisées avec les objectifs

x100 et x20 sur l'électrode de la région 5 montrent une valeur similaire autour de 85 °C, ce qui montre une estimation de ΔT pertinente lors de l'utilisation des deux objectifs. Nous notons également des valeurs de ΔT de 104 et 118 °C, respectivement sur le canal GaN et sur la plaque de champ.

Objectif	ΔT (°C) au niveau de l'électrode de source n°1				
	Zone 1		**Zone 2**	**Zone 3**	
	Electrode de source		Electrode de source	Electrode de source	
X20	33,2		38,5	32,6	
Objectif	**ΔT (°C) au niveau de l'électrode de source centrale**				
	Zone 4	**Zone 5**			**Zone 6**
	Electrode de source	Plaque de champ	Canal GaN	Electrode de source	Electrode de source
X100	-	118	104	85,3	-
X20	64,1	-	-	84,0	66,5

Tableau II-13 : Valeur des ΔT maximales en mode pulsé et dans les conditions : V_{DS} = 45 V, $V_{GS\ (canal\ ouvert)}$ = - 0,7 V et $V_{GS\ (canal\ pincé)}$ = - 6,0 V, durée du pulse électrique = 500 µs. $T°_{semelle}$ = 25 °C.

La Figure II-24 présente l'évolution du ΔT des différentes surfaces caractérisées sur la région 5, du composant polarisé en mode pulsé. Nous constatons que les valeurs de ΔT des trois surfaces sont ordonnées de la même manière que lors des mesures en continu montrées sur la Figure II-23 : la plaque de champ est plus chaude que le canal GaN, suivi de l'électrode de source. Nous pouvons remarquer une évolution identique de la température en fonction du temps, pour les trois surfaces. Ces allures de ΔT suivent deux étapes claires :

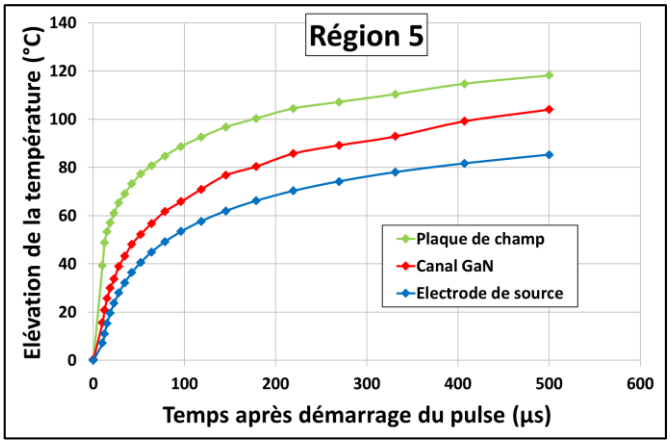


Figure II-24 : Mesure du ΔT en mode pulsé sur la surface de la plaque de champ (en vert), du canal GaN (en rouge) et de l'électrode (en bleu). V_{DS} = 45 V, V_{GS} (ON/OFF) = -0,7 V/-6,0 V, durée du pulse = 500 µs et $T°_{semelle}$ = 25 °C.

La première correspond à un échauffement rapide, avec une évolution linéaire du ΔT en fonction du temps, correspondant aux 20 premières µs. Pendant ce laps de temps, les ΔT atteignent environ 55, 35 et 25 °C, respectivement sur la plaque de champ, le canal GaN et l'électrode de source. Ces valeurs équivalent respectivement à ≈ 50, 30 et 30% de la température maximale du pulse. Durant cet intervalle de temps, la chaleur ne s'est pas encore propagée dans l'hétérostructure, notamment au sein du substrat et le milieu ambiant. Le système peut donc être considéré comme quasi-adiabatique (croissance linéaire

de ΔT en fonction du temps) [24, 114]. Durant ce régime, seules les propriétés thermiques du GaN, au voisinage du point chaud, déterminent la dynamique thermique observée [52].

La deuxième étape du pulse correspond à un échauffement plus lent, car il y a échange de chaleur au sein de l'hétérostructure. On constate que durant les 480 µs restantes, la température augmente d'environ 65 °C pour les trois surfaces. Durant cette étape, la température est diffusée latéralement et à l'intérieur du substrat. Ces deux étapes du pulse ont déjà été décrites dans la littérature, pour des HEMTs AlGaN/GaN sur substrat de SiC [123, 138, 173]. Malheureusement, nous n'avons pas la partie après les 500 µs pour pouvoir étudier le comportement du ΔT ni pour faire une comparaison avec les résultats de la littérature.

3.2.8 *Utilisation du monochromateur comme source lumineuse pour la caractérisation thermique par thermoréflectance d'un HEMT polarisé en régime continu*

Nous avons noté dans la partie 2.2.1 que lors de la caractérisation thermique de composants polarisés en mode continu, l'utilisation du monochromateur possédait deux avantages par rapport à la DEL : le fait que sa bande d'émission soit plus fine et qu'il permette l'accès à une ou plusieurs longueur(s) d'onde spécifique(s).

Nous présentons ici une méthode qui exploite plusieurs longueurs d'onde, afin de conjuguer l'efficacité de celles donnant les meilleures sensibilités avec la température, au lieu d'une seule DEL.

3.2.8.1 Étude préliminaire sur l'impact de l'état de surface

Nous avons profité du monochromateur pour mener une étude préliminaire sur la répétabilité du signal de réflectivité en fonction de la position sur un même type de surface, pour une large gamme de longueurs d'onde incidentes. Nous avons également évalué l'impact de la rugosité de surface et l'inhomogénéité de la couche de passivation sur le C_{th} de deux surfaces en or n'ayant pas le même état de surface.

Nous rappelons que le balayage de longueur d'onde consiste à déterminer le rapport $\frac{\Delta R}{R_0}$ d'une surface pour plusieurs longueurs d'onde incidentes, entre deux paliers de température. Comme nous l'avons détaillé dans la partie 1.2.2, ces paliers de température sont définis par l'état polarisé et non-polarisé du transistor. Ici, nous allons procéder différemment : nous choisissons les deux paliers en paramétrant la température de semelle à 25 et 100 °C, ce qui permet d'observer des surfaces à température homogène, tandis que le mode polarisé engendre des gradients de température sur la surface. Nous avons utilisé l'objectif x20, afin d'examiner simultanément, les électrodes, les interconnexions de grilles et les zones larges de GaN. La Figure II-25 présente les surfaces de ces zones sondées, au sein desquelles les valeurs de $\frac{\Delta R}{R_0}$ et C_{th} ont été moyennées. Nous avons analysé les deux surfaces des interconnexions de grilles (nommées I1 et I2, d'environ 250 µm²), cinq surfaces de zones larges de GaN (Z1 à Z5, ≈ 250 µm²) et également cinq surfaces correspondant aux électrodes de drain et de source (E1 à E5, ≈ 400 µm²).

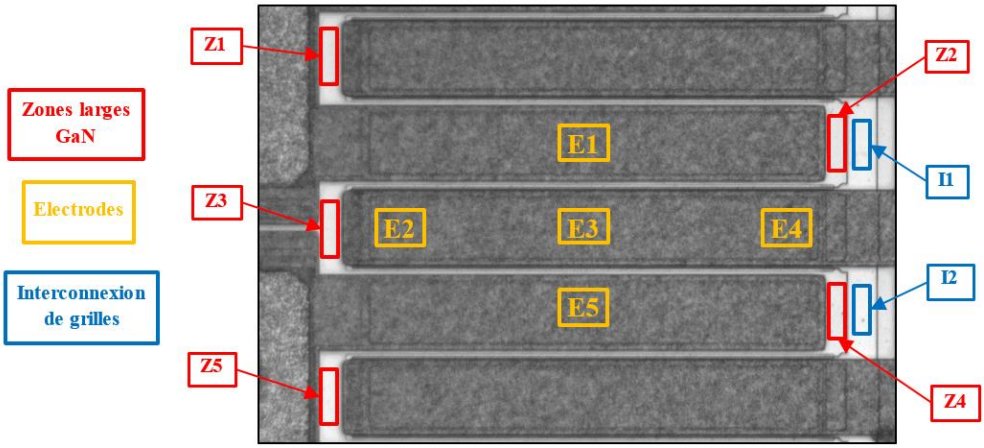


Figure II-25 : Surfaces sondées lors du balayage de longueur d'onde. Objectif x20.

Les résultats des balayages de longueur d'onde, pour les surfaces à base d'or (électrode et interconnexion de grilles) de la Figure II-25 sont représentés sur la Figure II-26.

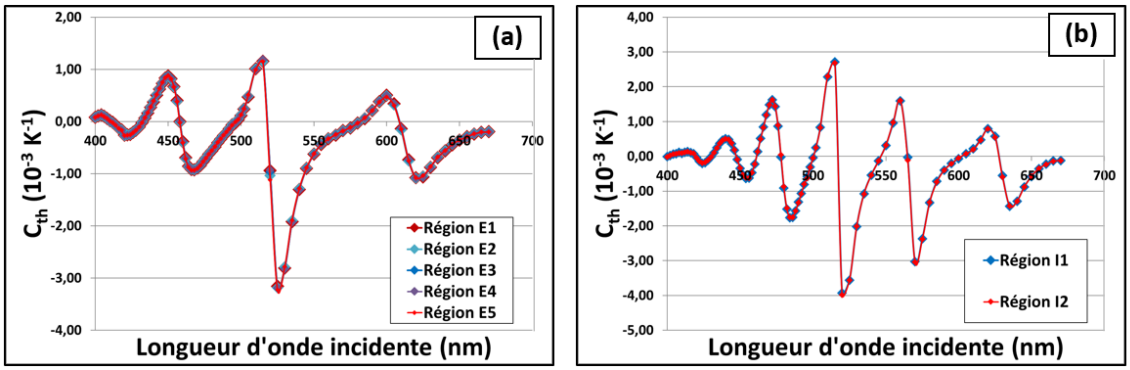


Figure II-26 : Balayage de longueur d'onde des deux surfaces à base d'or du composant montré sur la Figure II-25. (a) électrodes (Régions E1 à E5) et (b) interconnexion de grilles (Régions I1 et I2). Balayage effectué par pas de 2 nm jusqu'à λ = 500 nm, puis par pas de 5 nm

.

La Figure II-26.(a) montre que les points des courbes correspondantes au signal de réflectance de l'électrode sont confondus. En effet, pour chaque longueur d'onde la différence relative entre chaque point est en moyenne de 1,5%. Cette superposition des courbes met en évidence le fait que le comportement du signal de réflectance au niveau des surfaces des électrodes est le même, quelle que soit la région de l'électrode sondée. Cet effet traduit une bonne répétabilité du signal de réflectance sur cette surface, pour des longueurs d'onde situées entre 400 et 670 nm.

De même, la Figure II-26.(b) nous montre que pour une même longueur d'onde, les points diffèrent d'une courbe à l'autre en moyenne d'environ 2,8%, ce qui nous indique également une superposition quasi parfaite entre les C_{th} correspondants à l'interconnexion de grilles.

Les régions à base d'or révèlent donc des allures reproductibles du C_{th} en fonction de la longueur d'onde incidente de 400 à 670 nm et en fonction de la position sur la surface.

La Figure II-27.(a) est une superposition des Figure II-26.(a) et (b). D'après cette figure, nous observons des évolutions différentes du C_{th} en fonction de λ_{inc}, à la surface de l'interconnexion de grilles par rapport à celle de l'électrode. Et ce, même si ces deux matériaux sont essentiellement constitués d'or, ce qui nous montre que le C_{th} n'est pas uniquement dépendant de la nature chimique du matériau, sinon nous aurions obtenu les mêmes évolutions de C_{th} sur la Figure II-27.(a), mais aussi de la métallisation et/ou de l'épaisseur de la passivation [91, 103]. Nous pouvons également remarquer sur la Figure II-25, que l'aspect des surfaces des interconnexions de grilles et des électrodes ne sont pas tout à fait identiques, ce qui peut s'expliquer par une inégalité de leur rugosité de surface et d'une éventuelle différence de l'épaisseur de la couche de passivation. En effet, nous ne connaissons pas les épaisseurs de passivation, et ne sommes donc pas certains qu'elles soient identiques pour les deux surfaces d'or. En outre, nous ne savons pas non plus si la rugosité de surface de ces dernières a un impact sur l'homogénéité d'épaisseur des couches de passivation.

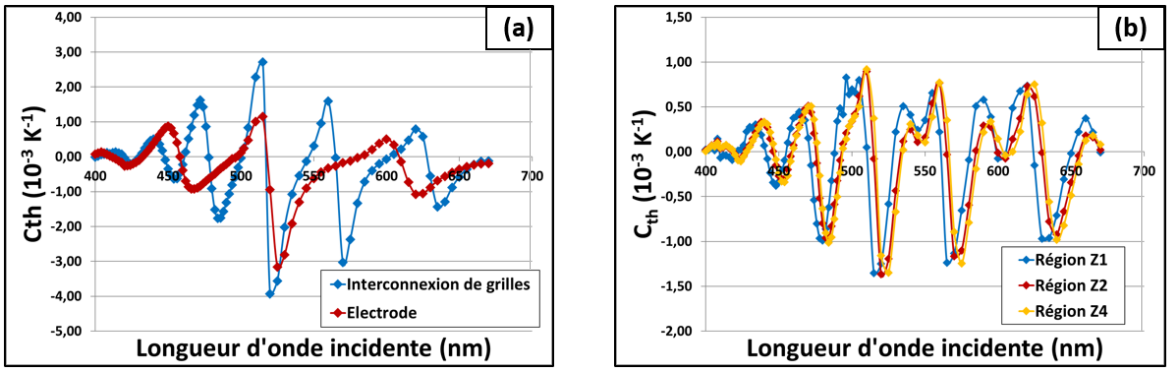


Figure II-27 : (a) Superposition des résultats des balayages de longueur d'onde au niveau de l'interconnexion de grilles (en bleu) et des électrodes (en rouge).
(b) Balayages de longueur d'onde des surfaces à base de GaN des régions Z1, Z2 et Z4 de la Figure II-25. Balayage effectué par pas de 2 nm jusqu'à λ = 500 nm, puis par pas de 5 nm.

De ce fait, à partir de la Figure II-27.(a) nous déterminons expérimentalement que le C_{th} semble être constitué d'une combinaison entre une valeur intrinsèque liée à la nature chimique du matériau, mais aussi de la rugosité de surface et/ou des interférences issues des interfaces présentes sur le chemin du faisceau optique de la lumière, telle que la passivation [91, 103, 104]. Il n'est cependant pas possible de discerner l'impact de ces deux derniers paramètres. La principale conséquence à cette variation des allures de C_{th} en fonction de λ_{inc}, est que le choix d'une DEL optimisée avec une seule longueur d'onde incidente, risque d'être altéré par la rugosité de surface et/ou l'épaisseur de la passivation spécifique à la surface analysée. De ce fait, l'utilisation d'une multitude de longueurs d'onde permettrait d'éviter d'intégrer ces erreurs d'optimisation et de gagner du temps de mesures, au lieu de réitérer ces dernières avec des DELs différentes.

La Figure II-27.(b) présente les résultats des balayages de longueur d'onde sur les surfaces à base de GaN des régions Z1, Z2 et Z4. Ces deux dernières représentent deux zones avec la même géométrie, situées au voisinage de l'interconnexion de grilles (Figure II-25), ce qui nous permet de comparer les courbes sur deux régions ayant des géométries identiques. La région Z1 est constituée d'une géométrie différente des deux autres et permet d'évaluer l'impact de la géométrie sur l'évolution du C_{th}.

D'après les mesures réalisées sur les régions jumelles Z2 et Z4, nous constatons que les variations de C_{th} en fonction de la longueur d'onde sont semblables, mises en évidence par le fait que les deux courbes suivent les mêmes amplitudes avec des écarts en longueur d'onde inférieurs à 2 nm. Cette superposition des courbes semble montrer que le signal de réflectivité provenant des diverses interfaces (air/passivation, passivation/AlGaN, AlGaN/GaN et GaN/substrat) possède une répétabilité correcte, dans le cas des régions jumelles.

En comparant la courbe correspondante à la région Z1 avec les deux autres sur la Figure II-27.(b), nous pouvons remarquer deux choses qui les différencient, un déphasage d'environ 5 nm, ainsi que des écarts d'amplitudes sur plusieurs pics, pouvant entrainer une différence d'environ $0{,}3.10^{-3}$ K^{-1}, comme on peut l'observer pour λ_{inc} = 580 nm. Ces écarts de réflectivité peuvent être expliqués par des épaisseurs de passivation, et/ou des rugosités de surface différentes entre les deux régions à base de GaN, ce qui est en accord avec la littérature [91].

Ces différences de réflectivité peuvent représenter une source d'erreur de mesure plus ou moins importante selon le mode de calibration utilisé. En effet, si le mode de calibration pixel par pixel est réalisé, chaque valeur de C_{th} prend en compte l'état de surface correspondant à l'emplacement de ce pixel, lors du calcul de la température. Contrairement au mode de calibration par C_{th} fixe, qui considère que les valeurs de C_{th} sont identiques pour chaque surface ayant les mêmes compositions chimiques, ce qui risque d'entrainer plus d'erreurs de mesure pour la détermination de ΔT.

3.2.8.2 Principe de la méthode de caractérisation thermique d'un HEMT polarisé en régime continu, en utilisant le monochromateur comme source lumineuse

La principale différence avec la méthode standard que nous avons détaillée jusque-là, est qu'au lieu d'utiliser une diode avec une seule longueur d'onde incidente, nous utilisons le monochromateur, permettant de sonder le composant avec une multitude de longueurs d'onde pour estimer la température. L'autre avantage réside dans la méthode de calibration où il n'est pas nécessaire de changer de longueur d'onde pour chaque nature de surface observée, car elles sont toutes calibrées en température sur une vaste gamme de longueurs d'onde.

3.2.8.3 Protocole expérimental

Nous présenterons les mesures thermiques que nous avons réalisées sur la zone 6 avec l'objectif x100. Nous avons utilisé une gamme de longueurs d'onde allant de 420 à 530 nm par pas de 10 nm. Ce choix est justifié par le fait que plusieurs longueurs d'onde de cet éventail renvoient de bons signaux de thermoréflectance, comme on a pu le noter sur la Figure II-27.(a) pour l'or et sur la Figure II-27.(b) pour le GaN.

Nous avons réalisé une calibration en température pixel par pixel avec les paliers 25-45 °C. Pour ces deux paliers de température, le monochromateur illumine la surface de l'échantillon en faisant succéder les différentes λ_{inc}, les unes après les autres. A l'issue de cette calibration, le logiciel a donc enregistré une cartographie des valeurs de C_{th} par longueur d'onde incidente, c'est-à-dire 12 cartographies dans notre cas.

Lors des mesures thermiques en mode de fonctionnement continu, le monochromateur éclaire la surface en faisant succéder les λ_{inc}, une par une, en polarisant le composant à l'état OFF puis ON à chaque fois. Pour chaque λ_{inc} et état de polarisation du transistor, 50 images ont été réalisées, afin d'extraire une cartographie $\frac{\Delta R}{R_0}$ par λ_{inc}.

3.2.8.4 Résultats

A l'issue des mesures thermiques et de la calibration, on peut considérer que chaque pixel contenu dans le champ d'observation de l'objectif a été caractérisé 12 fois. C'est-à-dire que pour chaque longueur d'onde, il est possible d'attribuer un C_{th} et une valeur de $\frac{\Delta R}{R_0}$ pour chaque pixel. De ce fait, lorsque l'on répartit ces points sur un graphe liant le $\frac{\Delta R}{R_0}$ en fonction de C_{th}, il est possible d'extraire la température et d'évaluer en même temps la pertinence de la mesure. Par exemple, la Figure II-28 présente la répartition des couples de valeurs $[\frac{\Delta R}{R_0}$; $C_{th}]$ obtenus pour chaque longueur d'onde incidente, à la surface de l'électrode de drain et de l'interconnexion de grilles.

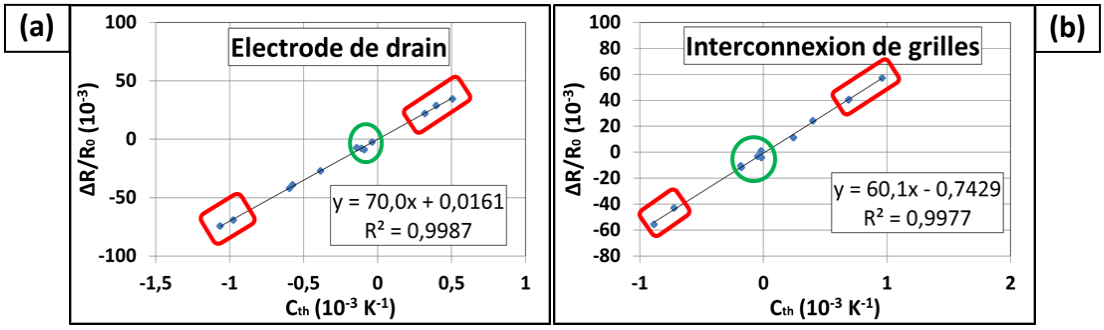


Figure II-28 : Linéarité du signal $\frac{\Delta R}{R_0}$ en fonction du C_{th} (a) de la surface centrale de l'électrode de drain et (b) de l'interconnexion de grilles. Objectif x100.

L'allure de ces points nous permet de tracer leur régression linéaire, dont la pente correspond à la valeur du ΔT de la surface et le coefficient de détermination permet d'évaluer la justesse de la mesure. Par conséquent, chaque point participe à la détermination finale du ΔT, et lorsque les points sont corrélés pour former une droite, alors cela signifie que le résultat de la mesure est pertinent. Les points constituants ces graphes peuvent être catégorisés principalement de deux manières :

- Ceux qui sont situés aux extrema, mis en évidence en rectangle rouge sur la Figure II-28. Ce sont eux qui fixent la valeur de la pente et sont donc importants pour avoir une droite avec un R^2 élevé. Lors d'un balayage de longueurs d'onde, comme sur la Figure II-27, ces points correspondent aux valeurs des pics de C_{th}, assimilés aux longueurs d'onde optimales.
- Les points entourés en vert sur la Figure II-28, sont centrés autour des coordonnées (0 ; 0) du graphe. Les longueurs d'onde ayant généré ces points participent moins à l'établissement de la pente, de par leur valeur proche de 0, et ont donc moins de poids dans la détermination du ΔT.
- Les autres points sont intermédiaires entre les deux types de rôle décrits précédemment.

Le coefficient R^2 renseigne donc sur l'état de corrélation des λ_{inc} à extraire la même valeur de ΔT, ce qui augmente la précision de la mesure, par rapport à n'utiliser qu'une seule λ_{inc}. De ce fait, à partir des cartographies pixel par pixel des C_{th} et $\frac{\Delta R}{R_0}$ de chaque longueur d'onde, il est possible de réaliser une cartographie pixel par pixel des valeurs de R^2, comme il est montré sur la Figure II-29.

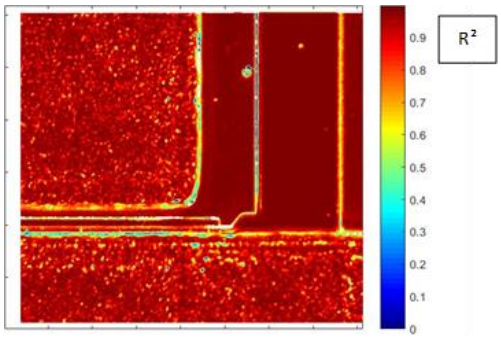


Figure II-29 : Cartographie des valeurs de coefficients de corrélation R^2 correspondant à la zone 6, avec l'objectif x100.

Cette cartographie nous montre que les pixels de couleur rouge pourpre correspondent à des valeurs supérieures à 0,98, ce qui permet de visualiser les zones qu'il est préférable de sonder. Par exemple, nous notons que les valeurs de R^2 des surfaces correspondant à l'interconnexion de grilles, à la plaque de champ, aux électrodes, au canal GaN et à la zone large de GaN, sont supérieures à 0,98, et semblent ainsi révéler une bonne confiance dans les résultats de ΔT.

Cependant, ces tests qui attribuent une haute confiance à l'exactitude des mesures sur la plaque de champ, l'électrode de drain, les surfaces en GaN et l'interconnexion de grilles ne sont pas en accord avec ce que nous avons pu constater dans la partie 3.2.3, où nous avons observé que le C_{th} variait en fonction de la température de l'ordre de 10-15% sur la plupart des surfaces étudiées. Notamment, sur l'interconnexion de grilles, supposée correspondre à une surface idéale pour la réalisation de mesures fiables. Par conséquent, nous sommes partagés entre deux hypothèses :

Nous avons vu dans la publication de Favaloro *et al.* [158], que l'écart relatif de la variation du C_{th} en fonction de la température était différent selon λ_{inc} qui, dans le cas des trois DELs testées, allait de 10 à 25%. De plus, cet écart se réduisait à mesure que le C_{th} moyen augmentait. Nous pouvons donc supposer que la prise en compte d'une multitude de longueurs d'onde, au lieu d'une seule, et de conférer un poids plus important à celles correspondant à des C_{th} élevés, puisse améliorer la précision du calcul de ΔT.

D'un autre côté, cette technique ne s'affranchit pas de l'effet physique, inhérent aux matériaux, consistant en la variation du C_{th} en fonction de la température. De ce fait, chaque λ_{inc} utilisée permet de calculer des valeurs de ΔT cohérentes entre elles, selon le critère de linéarité que l'on a détaillé sur la Figure II-28, mais aucune ne prend en compte cet effet physique susmentionné, et sont donc susceptibles d'introduire des erreurs de mesure qui ne sont pas précisées.

Ces contradictions, manifestes, entre les résultats de ΔT obtenus selon la technique de mesure avec le même équipement, ne favorisent pas une grande confiance envers la fidélité des résultats issus de la méthode par thermoréflectance.

En comparant les valeurs de ΔT obtenues sur les surfaces de la zone 6 avec la méthode standard (Figure II-23) et avec celle utilisant le monochromateur, nous avons constaté des écarts variant de 0,2 °C, sur le canal GaN, à 6,0 °C sur l'électrode de drain, correspondant respectivement à 0,3 et 9% des températures extraites. Ces hétérogénéités ne semblent pas si importantes en soit, mais sont en dehors des incertitudes de mesure spécifiées par l'entreprise (± 1%).

L'utilisation du monochromateur comme source lumineuse pour la mesure thermique par thermoréflectance semble représenter une technique intéressante, du fait qu'il soit possible de caractériser simultanément plusieurs surfaces de nature différente (composition chimique, rugosité de surface…), en utilisant à chaque fois les longueurs d'onde les mieux adaptées parmi celles situées dans la gamme de longueurs d'onde étudiée. Il est également possible de vérifier *a priori* la pertinence des mesures, à travers la dispersion des couples de valeurs [C_{th} ; $\Delta R/R_0$]. Nous avons noté des différences de résultats avec la procédure standard pouvant atteindre 9%. Il est cependant difficile de statuer sur la méthode qui révèle la température la plus juste, au vu du faible recul technologique de la technique. Les mesures en mode pulsé n'ont pas encore été réalisées car le monochromateur ne permet pas de délivrer de pulse de lumière, à ce jour.

3.2.9 *Le post traitement*

La partie post traitement est différente et plus conséquente au sein de l'entreprise B. Ici le logiciel permet de masquer des points ayant de faibles RSB comme le montre la Figure II-30. Les Figure II-30.(b) et (c) montrent la même thermographie optique, les pixels noirs correspondent à des points masqués, car ayant de faibles RSB. Nous pouvons remarquer que la thermographie de la Figure II-30.(b) met en évidence une surface plus lisse de l'électrode de source que sur la micrographie de la Figure II-30.(a). Il est donc important de rappeler que l'emploi de cette partie post traitement est susceptible de biaiser les résultats.

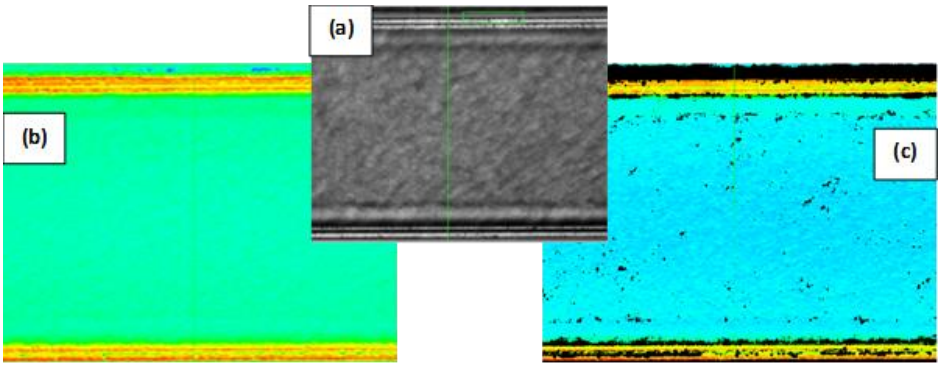


Figure II-30 : (a) Microscopie optique au niveau du milieu de grille. Thermographie de cette zone (b) avant et (c) après masquage des points à faible RSB.

Ce logiciel contient un programme qui permet également de simuler des valeurs de température au niveau des bords, pour chaque condition de polarisation, à partir de mesures thermiques des deux surfaces situées de part et d'autre de ce bord. Pour présenter le principe de ce procédé, nous prendrons l'exemple des bords situés entre la plaque de champ et l'électrode de source, correspondant à des pixels noirs sur la Figure II-30.(c). En premier lieu, nous réalisons sur la plaque de champ et l'électrode de source

une calibration pixel par pixel et une mesure en mode pulsé dans les conditions de polarisation suivantes : V_{DS} = 45 V, $I_{DS\,max}$ = 700 mA et durée du pulse = 20 µs. Il est considéré que cette largeur de pulse très courte, permet d'être dans le cas de figure où le composant s'échauffe très rapidement à partir de la grille vers la plaque de champ, puis vers les électrodes. L'énergie thermique n'a pas le temps de se diffuser dans tout le composant, et il est donc considéré que la différence de température obtenue entre la plaque de champ et l'électrode, mette en évidence la résistance thermique présente entre ces deux zones. La Figure II-31 présente l'évolution de ΔT en mode pulsé, à la surface de l'électrode et de la plaque de champ, représentées respectivement en lignes rouge et verte, avec l'objectif x100 et la DEL à λ = 530 nm. En extrayant l'écart de température présent entre la plaque de champ et l'électrode durant la partie stable du pulse, puis en le divisant par la puissance dissipée, il est possible d'accéder à la résistance thermique entre ces deux matériaux.

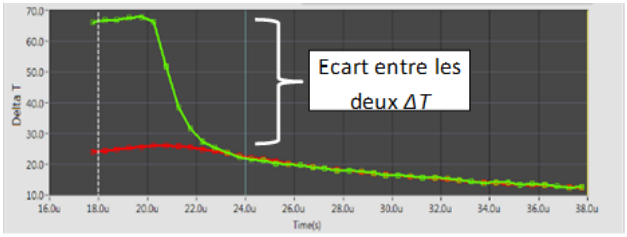


Figure II-31 : Mesure du ΔT en mode pulsé. Conditions expérimentales : V_{DS} = 45 V et $I_{DS\,Max}$ = 700 mA, durée du pulse = 20 µs. On observe la différence de température entre la source (en rouge) et la plaque de champ (en vert). Objectif x100.

Par l'intermédiaire du programme de simulation numérique développé par l'entreprise, cette résistance thermique permet ensuite de fournir une température au niveau des bords entre la plaque de champ et le canal GaN et entre la plaque de champ et l'électrode de source.

Ce programme permet donc de simuler des valeurs de température au niveau des bords comme on peut le voir sur la Figure II-32. La Figure II-32.(b) met en évidence les 2 étages de la plaque de champ avec un écart moyen de température d'environ 4 °C.

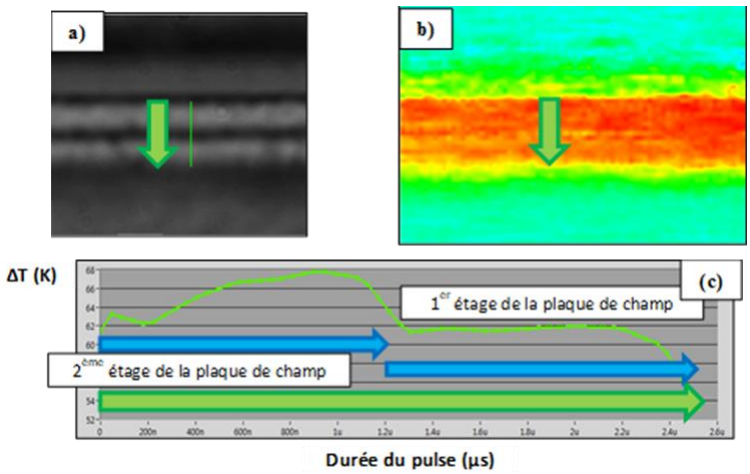


Figure II-32 : (a) Microscopie optique au niveau de la plaque de champ de la région 6 avec établissement d'une ligne spatiale de température (en vert). (b) Thermographie de cette même vue en ayant ajouté des valeurs de ΔT au niveau des bords, pour P_{diss} = 15 W en mode continu. (c) Élévation de la température le long de la flèche verte montrant les deux étages de la plaque de champ.

Cette méthode permet d'établir des valeurs sur certaines zones, au détriment du fait que l'on s'éloigne des données brutes.

3.2.10 *Bilan des mesures réalisées au sein de l'entreprise B*

Nous venons de détailler les mesures qui ont été réalisées spécifiquement au sein de l'entreprise B. Dans un premier temps, nous avons montré que les résultats de répétabilité semblent être de bonne qualité pour l'ensemble des surfaces que nous avons sondées, avec une dispersion des mesures de réflectivité inférieure à 3 et 5% respectivement pour les surfaces à base d'or et de GaN. Cependant, ces incertitudes sont supérieures à celle de 1% annoncée par l'industriel.

Nous avons ensuite noté que le C_{th} semble varier avec l'élévation de la température pour l'ensemble des surfaces sondées, mais les incidences sur la détermination du ΔT ont des degrés différents. En effet, la variation du C_{th} en température peut engendrer des incertitudes de ΔT de l'ordre de 4% sur la plaque de champ et l'électrode, mais peut atteindre 11% sur les zones à base de GaN et sur l'interconnexion de grilles. Cet effet montre donc que l'étape de calibration pourrait être optimisée en intégrant une gamme de températures plus large, car le palier de 25-45 °C réalisé jusque-là ne prend en compte qu'un écart de 20 °C, et les températures concernées sont rarement observées durant les mesures thermiques.

Durant l'analyse des mesures thermiques, nous avons pu constater que l'évolution linéaire de la température en fonction de la puissance dissipée est observable sur chacune des surfaces caractérisées, mais est cependant moins marquée sur les surfaces à base de GaN. Nous avons également remarqué que le phénomène de couplage thermique et la répartition symétrique de l'échauffement dans le transistor sont mis en évidence sur chacune de ces surfaces. Enfin, le classement des types de surface en fonction du ΔT montre un ordre cohérent par rapport à leur proximité avec le point chaud. Tous ces éléments montrent que les allures des ΔT obtenues avec l'équipement de l'entreprise B sont en accord avec la littérature, traitant de transistors HEMT AlGaN/GaN sur substrat SiC [56, 141, 166].

Nous avons ensuite montré les premiers résultats de mesure thermique du Golden Unit en régime continu, en utilisant le monochromateur à la place d'une DEL. L'étude préliminaire a permis de montrer une bonne répétabilité du C_{th} en fonction de la longueur d'onde et de la position sur le même type de surface, pour le cas des électrodes et des interconnexions de grilles. Nous avons également montré expérimentalement sur ces deux dernières surfaces, ainsi que sur le GaN large, des écarts de l'évolution du C_{th} en fonction de λ_{inc} qui peuvent être attribués à la nature du matériau, à la rugosité de surface et/ou à la variation de l'épaisseur de la passivation. Ces constats sont en accord avec la littérature, qui spécifie que le C_{th} est fortement dépendant de ces mêmes propriétés [92].

L'utilisation du monochromateur comme outil de mesure thermique apparait comme prometteuse. Cette technique a l'avantage d'exploiter une multitude de longueurs d'onde au lieu d'une seule. De futures études avec cette technique pourraient être à prévoir afin de quantifier la pertinence des résultats.

Enfin, certains aspects de l'étape du post traitement ont été exposés. Nous avons détaillé la méthode permettant d'obtenir des valeurs au niveau des bords des surfaces. Cette procédure repose sur des programmes visant à automatiser les mesures et faciliter la lisibilité des résultats, au risque de lisser les valeurs et de s'éloigner des données brutes.

Dans cette troisième partie du chapitre, nous avons présenté les résultats de mesures réalisées spécifiquement chez les entreprises A et B, dans le but d'expliquer les écarts importants constatés dans la deuxième partie, entre les mesures de ΔT extraites par les deux équipements. Nous avons ainsi remarqué que cet effet semblait refléter un écart technologique significatif entre les deux fournisseurs, en faveur de l'entreprise B. Néanmoins, nous avons aussi détecté une maturité insuffisante de la technique pour les deux systèmes de mesure, mis en évidence par la variation du C_{th} en fonction de la température que nous avons montrée expérimentalement et qu'une seule publication évoque.

Pour ces raisons, nous avons souhaité réaliser des mesures complémentaires par thermographie infrarouge, correspondant à une méthode de haute maturité technologie, utilisée comme technique de routine au sein de Thales, et qui permettrait de sonder les mêmes zones de mesures que la thermoréflectance. Cette comparaison n'est valable que pour certaines conditions :

- Les mesures doivent être réalisées sur de l'or pour n'y explorer que la surface.
- Que cette dernière soit suffisamment large pour tenir compte de la résolution spatiale de la thermographie IR (≥ 2 µm).
- Il ne doit pas y avoir de gradient thermique sur les portions des surfaces sondées, afin de ne pas insérer d'erreur de mesure qui serait due à l'examen d'une zone non strictement identique, d'une méthode à l'autre.

Ainsi, deux types de surface répondent à ces critères : l'interconnexion de grille et les électrodes de source et de drain.

4 Mesures complémentaires réalisées par thermographie infrarouge

L'écart technologique que nous venons d'évoquer doit donc être confirmé par la réalisation de mesures complémentaires, avec la méthode de caractérisation par thermographie infrarouge, que nous avons effectuées à Thales Research and Technology (TRT). Les mesures de température par thermographie IR ont été réalisées avec l'Infrascope III de la société Quantum Focus Instruments [81], dont la description du banc de mesure est présentée dans la thèse de L. Baczkowski [21]. Nous avons utilisé l'objectif x12 (ON = 0,50) permettant d'analyser simultanément les zones au centre et en périphérie du HEMT, avec une résolution spatiale de 2,7 µm. Nous avons utilisé le mode de mesure qui extrait directement la température par extrapolation de la luminance L à partir d'une loi de Planck. Les mesures thermiques du composant lorsque celui-ci est polarisé ont été effectuées avec une température de semelle de 50 °C afin de favoriser l'émissivité provenant du composant, et un thermocouple positionné sur le bord de la puce sert d'indicateur de température pour le système. Les incertitudes de mesure sur les surfaces en or sont évaluées à ± 5%, sur la gamme de température entre l'ambiante et 200 °C. Durant les mesures l'échantillon est déposé sur un support avec une fine couche de graisse thermique à base de silicium. La température de semelle est différente de celle utilisées par thermoréflectance (20 et 25 °C), mais il a été montré par thermographie infrarouge que jusqu'à une température de semelle de 50 °C, le R_{th} de l'or n'était pas modifié de manière significative [21]. De plus, nous avons testé la température de semelle à 25 °C à P_{diss} = 15 W, et en comparant les valeurs de ΔT extraites avec celles à $T_{semelle}$ = 50 °C, les écarts de ΔT étaient inférieurs à 4 °C, contenus dans les incertitudes de mesure.

La Figure II-33 présente la micrographie du transistor Golden Unit et la surface des zones sondées, avec celles des électrodes (Elec.1 à 6) et les interconnexions de grilles (IG.1 et 2). La dimension des surfaces d'analyse est de ≈ 250 et 300 µm², respectivement sur les interconnexions de grilles et les électrodes, afin de mesurer les surfaces les plus proches possibles qu'avec la thermoréflectance.

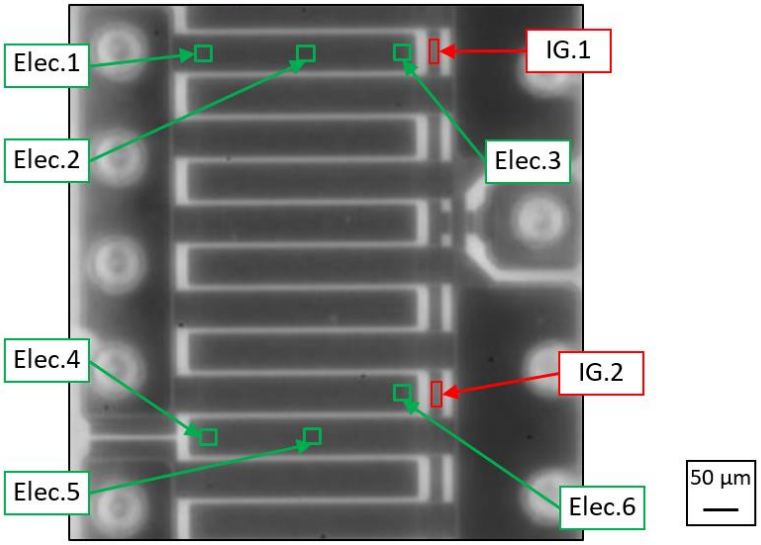


Figure II-33 : Micrographie d'un HEMT Golden Unit AlGaN/GaN sur substrat SiC et mise en évidence des surfaces sondées avec l'objectif x12.

Afin de pouvoir comparer les résultats avec ceux obtenus par thermoréflectance, nous les présenterons sous forme d'élévation de température ΔT par rapport à la température de référence (i.e. du thermocouple). La Figure II-34 regroupe les valeurs de ΔT obtenues par thermographie infrarouge et par thermoréflectance, avec l'équipement des deux entreprises, pour différentes puissances dissipées.

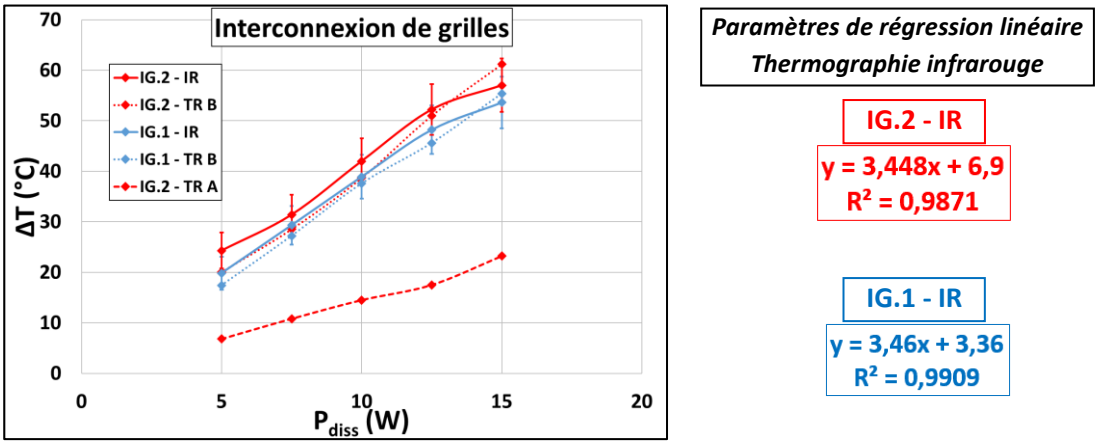


Figure II-34 : Élévations de température mesurées sur les interconnexions de grilles IG.1 et 2 en fonction de P_{diss}. Les valeurs ont été déterminées par thermographie infrarouge (IR) et par thermoréflectance, avec l'équipement des entreprises A et B (respectivement, TR A et TR B).

A partir de la Figure II-34, nous remarquons que les températures extraites par thermographie infrarouge ne suivent pas de loi linéaire en fonction de la puissance dissipée sur la zone IG.2, visible par

une valeur de l'ordonnée à l'origine de 6,9 °C, en dehors des incertitudes de mesures par rapport à 0 °C. En revanche, les mesures par thermographie infrarouge sur la surface IG.1 révèlent un R^2 supérieur à 0,99 et une valeur de l'ordonnée à l'origine de 3,4 °C quasiment contenue dans l'incertitude de mesure par rapport à 0 °C, ce qui est cohérent avec la littérature [56, 141, 166]. Ce contraste entre les tendances issues de ces deux courbes, IG.1 et IG.2, et extraites par thermographie infrarouge semble mettre en évidence une interprétation délicate des résultats obtenus à l'aide de cette méthode.

Cependant, nous notons des températures plus élevées sur l'interconnexion de grilles centrale que celle en périphérie du HEMT, d'environ 5 °C pour chaque puissance dissipée. Nous avions déjà observé cette tendance sur les mesures par thermoréflectance avec l'entreprise B, que nous avons attribuée à la conséquence du couplage thermique [170, 171]. Pour chaque surface, nous constatons que les valeurs de ΔT issues de la thermographie IR et de l'entreprise B sont contenues dans l'incertitude des mesures IR, pour toutes les puissances dissipées testées. Cependant, nous remarquons que l'écart des ΔT extraits avec l'IR et l'entreprise A est de ≈ 15 °C à P_{diss} = 5 W, et augmente avec la puissance dissipée jusqu'à 25 °C à P_{diss} = 15 W. Ces données montrent que la thermographie infrarouge mesure l'auto échauffement du HEMT selon une tendance plus proche de celle de l'entreprise B, que de l'entreprise A de manière remarquable. Ce constat semblerait confirmer l'hypothèse que l'on a énoncée dans ce chapitre, c'est-à-dire que l'entreprise B possède, à ce jour, un niveau technologique plus élevé que l'entreprise A. Cependant, nous notons que le type de fixation de l'échantillon sur le support est similaire entre la thermographie IR et l'entreprise B, qui utilisent l'application d'une graisse thermique à base de silicium, tandis que l'entreprise A réalise le contact avec le support par aspiration. Nous savons que la graisse thermique contient une résistance thermique qui génère un impact sur la dissipation thermique des composants en fonctionnement, qui est sérieusement prise en compte dans les modèles de modélisation thermique [156]. La modification de ce procédé est donc susceptible de créer une variation de la dissipation thermique au sein du composant. Par conséquent, il serait intéressant d'évaluer l'impact du type de fixation échantillon/support sur la mesure de ΔT, qui pourrait expliquer une partie des forts écarts de température extraits entre l'équipement de l'entreprise A avec l'entreprise B ou la thermographie IR.

La Figure II-35 présente les élévations de température mesurées sur les électrodes de drain et/ou de source en périphérie et au centre du HEMT, par thermographie infrarouge et avec l'entreprise B, pour différentes puissances dissipées.

D'après la Figure II-35.(a), nous constatons que les paramètres de régression linéaire relatifs aux mesures par thermographie infrarouge montrent des valeurs des ordonnées à l'origine allant de 2,9 à 4,9 °C, soit proches des incertitudes de mesures par rapport à 0 °C. Cependant, les valeurs de R^2 sont inférieures à 0,99, ce qui ne révèle pas des tendances de ΔT complétement linéaires en fonction de P_{diss}. De la même manière, les paramètres de régression linéaire des zones Elec.5 et 6, sur la Figure II-35.(b), montrent des tendances qui ne sont pas linéaires car les courbes ne passent pas par l'origine du repère. Seule la zone Elec.4 révèle un $R^2 > 0,99$ et une valeur de l'ordonnée à l'origine proche de 0 °C, soit une tendance de ΔT linéaire en fonction de P_{diss}, comme il est relayé dans la littérature [56, 141, 166]. A l'instar des observations faites sur la Figure III-34, ces différences de tendance au niveau des linéarités semblent signifier qu'il est nécessaire d'interpréter les résultats de façon délicate. Nous notons aussi que les parties des électrodes localisées au centre (Elec.2 et 5) s'échauffent de manière plus importante que celles aux extrémités, avec des écarts atteignant ≈ 5 et 10 °C, respectivement pour les électrodes localisées en périphérie et au centre du HEMT. De même, les électrodes centrales montrées sur la Figure II-35.(b) ont

des températures plus élevées que celles au bord du transistor, Figure II-35.(a). Ces constats peuvent être attribués à l'effet du couplage thermique [70, 86, 169].

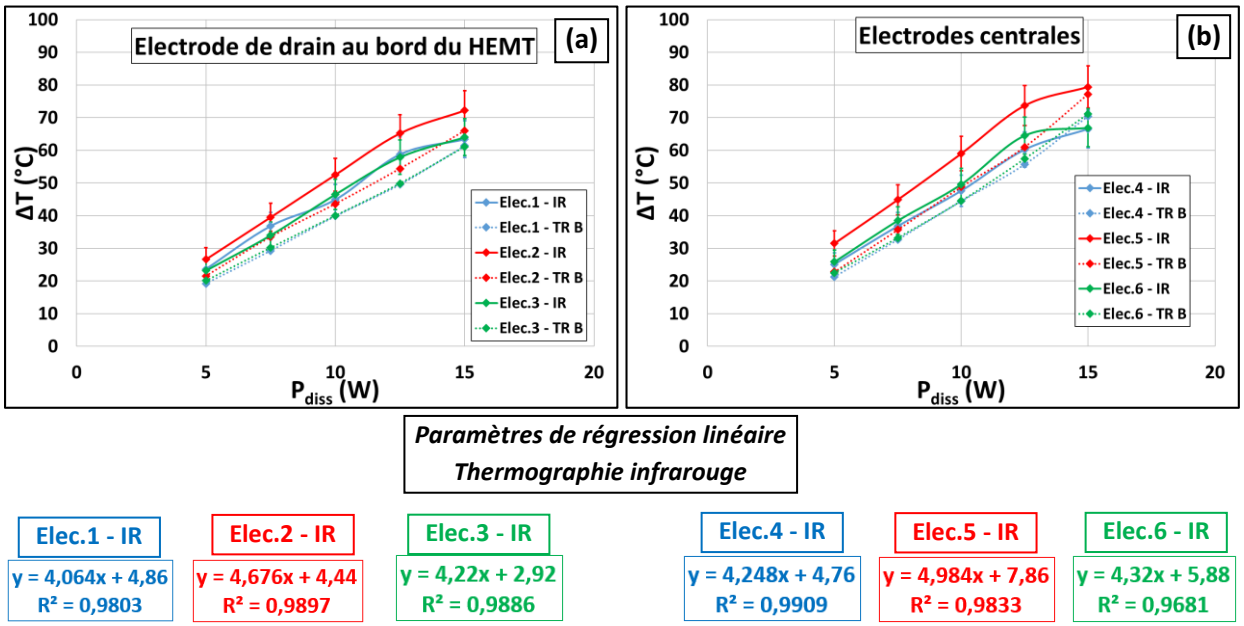


Figure II-35 : Élévation de température en fonction de P_{diss}, mesurées (a) sur l'électrode de drain en périphérie du HEMT Elec.1 à 3 et (b) sur les électrodes centrales Elec.4 à 6. Les valeurs ont été déterminées par thermographie infrarouge (IR) et par thermoréflectance, avec l'équipement de l'entreprise B (TR B).

Nous observons sur la Figure II-35.(a) que pour P_{diss} = 5 et 7,5 W, les points expérimentaux obtenus par thermographie IR sont majoritairement comparables à ceux de l'entreprise B dans l'incertitude de mesure, mais à partir de P_{diss} = 10 W, les mesures sont écartées des barres d'erreur. De même sur la Figure II-35.(b), les courbes de ΔT correspondant aux zones Elec.4 et 6 mesurées par thermographie IR et l'entreprise B, sont contenues dans les incertitudes de mesure pour chaque puissance dissipée. Cependant, les résultats obtenus sur la zone Elec.5 par les deux équipements et pour chaque P_{diss}, sont situés hors des barres d'incertitude, excepté pour P_{diss} = 15 W. D'après ces observations, les valeurs obtenues par thermographie IR et avec l'entreprise B ne sont pas strictement égales pour chaque puissance dissipée, elles sont néanmoins majoritairement comparables. Les écarts obtenus semblent indiquer la présence d'une incertitude de mesure supplémentaire aux barres d'erreur des points expérimentaux, qui peuvent être attribués à la forte rugosité de surface des électrodes et/ou au fait que la zone mesurée ne soit pas exactement la même, d'une méthode à l'autre. De plus, la grande majorité des mesures IR semble montrer des valeurs de ΔT plus élevées, que celles obtenues par thermoréflectance. Ce constat est étonnant car les surfaces sondées sont censées être identiques et sans gradient thermique apparent, ce qui suggère la présence d'une erreur de mesure entre les méthodes.

Ces mesures complémentaires semblent nous confirmer l'écart technologique entre les entreprises A et B, et notamment l'avance de cette dernière, à ce jour. Néanmoins, ces mesures ne permettent pas de valider entièrement l'équipement de l'entreprise B, pour trois raisons. Tout d'abord, nous n'avons pas pu évaluer les valeurs de ΔT sur la plaque de champ qui, pour rappel, correspond à la surface qui nous

intéresse pour caractériser le plus efficacement possible la température d'échauffement du HEMT, avec cette méthode. Ensuite, les résultats obtenus par thermographie IR et l'entreprise B ne sont pas systématiquement contenus dans les mêmes incertitudes de mesures, et ne montrent pas non plus de comportements linéaires de ΔT en fonction de P_{diss}, et ce, pour les deux méthodes. Enfin, les valeurs issues de l'équipement B sont majoritairement inférieures à celles obtenues par thermographie IR. Ces données montrent que l'une des deux méthodes révèle des résultats erronés, ou les deux. Enfin, il parait nécessaire d'évaluer l'impact du contact entre l'échantillon et le support sur les résultats de ΔT. Cette étude pourrait être réalisée à l'aide d'une méthode de mesure thermique en surface (thermoréflectance, thermographie IR) et en profondeur (spectroscopie Raman), car si la modification du contact échantillon/support influence la dissipation thermique au sein du composant, nous serions susceptibles de détecter des écarts de température plus ou moins grands en fonction de la région sondée.

Conclusion

L'objectif de départ de ce travail était de réaliser une étude comparative entre les performances des équipements des deux entreprises, basés sur la méthode de caractérisation par thermoréflectance qui, d'après la littérature, permet l'extraction de mesures de température fiable. Cependant, au cours des mesures thermiques et du dépouillement des résultats, les écarts importants observés entre les valeurs de température issues de ces deux équipements, nous ont fait nous interroger sur la réelle signification des mesures extraites. Ainsi, nous avons changé la direction de cette étude, pour se concentrer essentiellement sur les éléments permettant d'évaluer la pertinence et la confiance à accorder aux résultats des mesures. Pour ces raisons, la majorité du contenu de ce chapitre s'intéresse surtout à des mesures spécifiques réalisées chez l'une ou l'autre entreprise, dans le but d'estimer la pertinence des résultats, plutôt que sur la comparaison de performances entre deux équipements.

Nous avons détaillé au début de ce chapitre, les étapes indispensables à la caractérisation thermique des matériaux par thermoréflectance. Nous avons ensuite procédé à l'étude comparative des deux systèmes de mesures.

Du point de vue de l'équipement, la caméra CCD et le système d'autofocus de l'entreprise B semblent être, à ce jour, les plus performants des deux, ce qui est observable par le fait que la calibration pixel par pixel ait pu être réalisée sur chacune des surfaces sondées.

Nous avons ensuite comparé les résultats des mesures thermiques en mode de fonctionnement continu des deux équipements, en utilisant le même véhicule de test et un protocole expérimental identique. Nous y avons noté plusieurs différences significatives :

- De forts écarts de ΔT entre les valeurs extraites par les deux appareils pour les mêmes surfaces et dans des conditions de polarisation identiques.
- Les évolutions des ΔT en fonction de la puissance dissipée, correspondant au R_{th}, sont systématiquement hétérogènes entre les deux équipements, montrant des évolutions hétérogènes de la dissipation thermique dans le composant.
- Les différences de ΔT d'un pixel à l'autre sont bien plus élevées avec l'entreprise A et certains paraissent peu physiques.

Ces constats sont d'autant plus étonnants qu'ils sont visibles au niveau de l'interconnexion de grilles, représentant une surface large avec un C_{th} homogène et ayant une faible rugosité de surface. Nous avons attribué ces écarts notables à une combinaison entre les spécificités liées à chacun des équipements, au savoir-faire de l'utilisateur et à la différence du type de fixation de l'échantillon sur la semelle.

Nous avons noté que la calibration représente une étape d'une importance cruciale pour la caractérisation thermique. En effet, nous avons constaté que le mode pixel par pixel est bien plus précis que le mode de calibration par C_{th} fixe, qui insère d'autant plus d'erreurs de mesure que la surface analysée est constituée d'une forte disparité du C_{th}, comme la plaque de champ. Nous avons également remarqué qu'une amélioration pourrait être apportée à cette étape pour les deux équipements en prenant en compte une gamme de température plus élevée, au lieu des paliers écartés de 20 °C comme il est actuellement utilisé, mais surtout en considérant l'influence de la température sur le C_{th}.

Cette étude comparative nous a donc permis de mettre en évidence un écart technologique entre les deux industriels à ce jour. Cela dit, même si les résultats issus de l'équipement de l'entreprise B semblent globalement de meilleure qualité, plusieurs doutes persistent encore à propos de certains points que nous avons tenté d'expliquer lors des mesures réalisées spécifiquement chez celle-ci :

- Les tendances de ΔT en fonction de P_{diss} ne sont pas linéaires sur les surfaces de la plaque de champ, ni sur l'ensemble des électrodes. Ce comportement linéaire a cependant été observé sur l'interconnexion de grilles. Ces constats peuvent signifier qu'une amélioration du protocole expérimental peut être possible.
- Nous avons obtenu des différences de valeurs notables de C_{th} mesurées à plusieurs mois d'intervalle, notamment sur l'interconnexion de grilles, ce qui peut montrer une faible répétabilité de la méthode.
- L'étape de post traitement ayant été effectuée, il est possible que certaines valeurs aient été modifiées afin de retirer les points aberrants et lisser ainsi les résultats.
- L'évolution du C_{th} en fonction de la température n'est pas prise en compte dans les procédures de calibration, qui est susceptible de générer des erreurs de l'ordre de 10-15%, sur l'intervalle 300-500 K.
- Nous avons obtenu des résultats thermiques entrant en contradiction, lors de la comparaison de la technique utilisant le monochromateur avec la méthode « standard », utilisant des DELs.

Il serait donc intéressant de réitérer un protocole de mesure de vérification, afin de valider la répétabilité de la méthode et vérifier que les étapes de post-traitement n'aient pas modifié significativement les valeurs de ΔT. Nous pouvons également noter qu'une meilleure compréhension de l'évolution du C_{th} en température pourrait être expliquée si l'on avait accès à certaines données technologiques, telles que l'épaisseur des couches de passivation et de GaN, la rugosité de surface, etc… Par exemple, comment se fait-il que le C_{th} de l'interconnexion de grilles et de la plaque de champ varie plus intensément que celui de l'électrode de drain, en fonction de la température ? De même, nous nous interrogeons sur le fait que ce soit l'interconnexion de grilles qui soit la plus impactée par le test de répétabilité à 6 mois d'intervalle. Ainsi, l'utilisation d'un autre véhicule de test, dont les paramètres technologiques sont connus, est envisageable afin de statuer plus efficacement sur l'équipement de l'entreprise B.

Ces doutes présents n'entachent pas le fait que la thermoréflectance possède un bon potentiel pour la caractérisation thermique des surfaces à base d'or, d'autant plus que la répétabilité des mesures a montré des résultats satisfaisants. Les surfaces de GaN ont également révélé une répétabilité correcte des mesures, mais le fait que ce semiconducteur soit transparent à la lumière visible semble indiquer que l'information extraite correspond à une moyenne pondérée, entre les signaux de réflexion des différentes interfaces explorées par l'onde incidente. Ce phénomène semble engendrer des erreurs de mesures, et ne permet pas de garantir une haute confiance dans les résultats de température provenant du GaN.

Enfin, les mesures complémentaires réalisées par thermographie infrarouge ont confirmé l'écart technologique entre les deux équipements à ce jour, qui semble en faveur de l'entreprise B. Cependant, ces expérimentations ne permettent pas de conclure entièrement sur la validation de la fidélité des résultats extraits avec l'équipement de l'entreprise B, et de répondre à toutes les interrogations que l'on se pose sur la thermoréflectance. En effet, nous n'avons pas pu évaluer la plaque de champ par thermographie IR et les résultats obtenus en commun entre la thermoréflectance et la thermographie IR n'étaient pas systématiquement contenus dans les incertitudes de mesure, et ne montrent pas non plus des tendances de ΔT linéaires en fonction de P_{diss}. De plus, il parait nécessaire d'évaluer l'impact du contact entre l'échantillon et le support sur les résultats de ΔT.

Dans la littérature, la thermoréflectance représente une méthode prometteuse pour la caractérisation thermique des composants. Les arguments avancés sont basés sur de bonnes résolutions spatiale et en température, mais aussi parce qu'elle répond à des limites contenues dans les autres méthodes, comme la caractérisation des zones métalliques, impossible par mesure directe avec la spectroscopie Raman. Cependant, malgré son aspect prometteur, nous avons pointé plusieurs défauts significatifs, comme l'écart technologique important entre les deux entreprises et la maturité insuffisante de la technique, mise en évidence par le C_{th} qui s'avère en réalité dépendant de la température d'après nos expérimentations, tandis que la majorité des publications le considère constant. De plus, nous trouvons que les résolutions spatiales de l'ordre de 45 ou 100 nm par pixel, n'amènent pas nécessairement d'avantages à la précision de la mesure, car les résultats obtenus correspondent à des portions de surface de plusieurs µm² et la prise en compte d'un seul, ou de quelques pixel(s), n'est pas représentative de la surface sondée.

Plusieurs interrogations sont encore à éclaircir en perspective de ce sujet, telles que les propriétés physiques influençant l'intensité de la variation du C_{th} avec l'élévation de la température, la quantification de la zone réellement sondée lors de la mesure du GaN et la considération de la dépendance du C_{th} en fonction de la température, lors de la procédure de calibration.

Chapitre III : Évaluation de la méthode de caractérisation thermique par spectroscopie Raman sur des HEMTs de la filière GaN

Dans ce chapitre, nous présenterons les procédures qui permettent d'évaluer l'utilisation de la spectroscopie Raman comme méthode de caractérisation thermique que nous avons sélectionnée lors du premier chapitre. Ce choix est motivé par une bonne résolution spatiale micrométrique, la possibilité de caractériser le composant en profondeur, la capacité à distinguer les couches et la faisabilité de mesurer en mode pulsé. Nous avons utilisé le spectromètre Raman InVia de la société RENISHAW, disponible au laboratoire GREYC à Cherbourg.

Nous commencerons par étudier la répétabilité des mesures à travers une partie métrologie. Nous y aborderons l'influence des paramètres environnementaux (température de la salle d'expérimentation, de l'équipement…) et inhérents au spectromètre (puissance laser, temps d'acquisition…), sur les spectres Raman. Cette batterie d'études nous permettra de trouver les conditions expérimentales les plus répétables possibles à utiliser lors des calibrations et des mesures thermiques.

Nous présenterons ensuite les résultats de caractérisation thermique du Golden Unit de structure AlGaN/GaN sur substrat SiC, correspondant au même véhicule de test que celui caractérisé par thermoréflectance lors du chapitre 2. Comme nous l'avons rappelé dans le chapitre 1, la spectroscopie Raman permet de déterminer la température d'un matériau en analysant l'impact de la température sur le rapport d'amplitude des raies Stokes (I_S) et anti-Stokes (I_{AS}), sur la largeur à mi-hauteur ou sur la position des bandes Raman caractéristiques du matériau étudié.

Cependant, la méthode basée sur l'étude de $\frac{I_S}{I_{AS}}$ nécessite un temps d'intégration élevé, du fait de la faible valeur de I_{AS}, ce qui peut présenter un inconvénient lors de la caractérisation thermique des composants polarisés en régime pulsé. De plus, ces mesures nécessitent l'utilisation d'un filtre Notch qui est onéreux et qui possède une durée de vie relativement faible.

De même, nous pensons que la technique reposant sur l'évolution de la largeur à mi-hauteur avec la température n'est pas suffisamment sensible et reproductible pour extraire des températures de composants en fonctionnement. Pour toutes ces raisons, nous avons choisi la technique basée sur la modification de la position de la raie Stokes avec la température.

Puis, nous présenterons une technique développée au sein du laboratoire qui consiste à déterminer la température, par spectroscopie Raman, de particules de CeO_2 déposées en surface du composant, et notamment des contacts métalliques. L'avantage que pourrait apporter cette technique est de sonder les mêmes régions que celles étudiées par thermoréflectance et de bénéficier ainsi des possibilités offertes par ces deux méthodes avec un seul équipement. Enfin, nous exposerons une étude de l'influence de l'effet du champ électrique sur la variation de la fréquence Raman δ relative au GaN, de transistors HEMTs à base d'AlInN/GaN.

1 Métrologie

L'objectif de cette partie est d'évaluer la répétabilité des mesures que l'on extrait avec notre équipement, afin de constituer un protocole de mesure de la température le plus répétable possible.

Pour cela, nous présenterons les divers éléments utilisés avec le spectromètre Raman, puis nous nous intéresserons à la détermination des incertitudes de mesures et l'influence des différents paramètres d'acquisition des spectres (puissance d'émission du laser incident, temps d'acquisition…) et environnementaux (température de la pièce, de l'équipement…).

1.1 Instrumentation

Dans cette partie, nous allons décrire dans un premier temps les divers éléments du spectromètre Raman, puis le protocole expérimental réalisé lors des caractérisations. Enfin, nous présenterons les études de répétabilité des mesures.

1.1.1 *Éléments de base constituant un spectromètre Raman*

Toutes les études présentées dans ce chapitre ont été réalisées avec un spectromètre Raman InVia de RENISHAW, dans une salle d'expérimentation à température ambiante et à l'obscurité. La Figure III-1 schématise les différents éléments constituant le système de mesure par spectrométrie Raman et sont explicités ci-après.

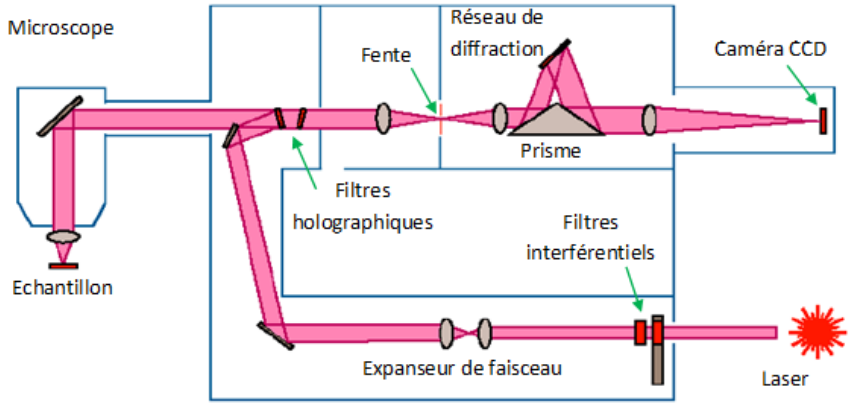


Figure III-1 : Représentation schématique d'un spectromètre Raman.

1.1.1.1 Source laser

Le laser fournit une onde électromagnétique monochromatique de fréquence stable et connue, dans l'UV, le visible ou le proche infrarouge (NIR), selon la nature de l'échantillon et le but de l'analyse. Nous avons utilisé deux lasers dans le domaine du visible : un laser Modu-Laser Stellar-Pro Ar^+ qui produit une raie à 514 nm avec une puissance de 50 mW en sortie de la source et avant d'entrer dans le spectromètre, et un laser RENISHAW RL633 He/Ne, qui crée une raie à 633 nm de 17 mW.

Les filtres interférentiels illustrés sur la Figure III-1 permettent d'éliminer les raies plasma parasites du laser et d'atténuer son intensité, de telle sorte que la puissance maximale délivrée en sortie du microscope soit d'environ 10 mW pour les longueurs d'onde 514 et 633 nm afin de ne pas endommager les différents détecteurs par une trop forte exposition. Pour déterminer cette puissance du laser à la sortie du microscope, nous avons utilisé un fluxmètre de la marque Laserpoint. Le spectromètre Raman est équipé de barillets permettant de faire varier la puissance du laser en choisissant un pourcentage de la puissance maximale délivrée par celui-ci (100%, 50%, 10%, 5%, 1%, etc…).

1.1.1.2 Microscope

Le microspectromètre est équipé d'un microscope Leica, doté d'objectifs de la marque Leica de différents grossissements : x5 (ON = 0,12), x20 (ON = 0,40), x50 (ON = 0,50), x50 (ON = 0,75), x100 (ON = 0,60, Olympus) et x100 (ON = 0,90) pour les lasers visibles, et un objectif ThorLabs x40 (ON = 0,50) pour le laser UV. Le choix d'objectifs UV est limité du fait de leur coût d'achat très élevé et qu'ils ne soient pas toujours adaptables à notre appareil à cause de leur encombrement.

1.1.1.3 Spectromètre

Les filtres holographiques, schématisés sur la Figure III-1, permettent de couper la diffusion Rayleigh, en filtrant optiquement les basses énergies, inférieures à 100 cm^{-1}, à l'aide d'un jeu de filtres de type Notch ou Edge selon que l'on souhaite enregistrer ou non les fréquences négatives relatives aux raies Raman anti-Stokes [174]. On les appelle aussi filtres de réjection, traduisant leur capacité à couper la raie Rayleigh.

Le faisceau diffusé passe ensuite par la fente d'entrée (Figure III-1), permettant d'augmenter la résolution en fréquence de la zone analysée. En effet, les photons diffusés sont dirigés sur la fente d'entrée, généralement de l'ordre de 50-60 µm de diamètre, agissant comme un filtre spatial et permettant une réduction du volume analysé si l'échantillon est transparent ou de la surface analysée si l'échantillon est opaque. Dans notre cas, l'ouverture de la fente est de 65 µm afin d'avoir une résolution spectrale correcte sans perte de signal.

Un miroir prismatique, ou prisme, dirige ensuite les photons sur le réseau de diffraction. En effet, le spectromètre caractérise les matériaux par analyse dispersive, c'est-à-dire qu'il exploite les propriétés de dispersion de la lumière par les réseaux de diffraction pour séparer les différentes composantes de la lumière diffusée par l'échantillon. Ce procédé est effectué à l'aide d'un réseau de diffraction, ou réseau holographique, constitué typiquement de 300 à 600 traits/mm pour les basses résolutions spectrales ou de 1800 traits/mm permettant de hautes résolutions. Il existe également des réseaux de 2400 ou 3600 traits/mm, mais l'amélioration de la résolution spectrale n'est pas infinie, car elle est limitée par les autres facteurs influençant la résolution spectrale (longueur d'onde, taille des pixels du détecteur, etc.).

Notre spectromètre dispose des réseaux ayant 1800 et 3000 traits/mm dédiés aux lasers visibles émettant à 514 et 633 nm, et 3600 traits/mm pour le laser émettant à 325 nm. En effet, le spectromètre disperse mieux dans le visible que dans l'UV, conformément à la loi de Bragg pour la diffraction selon l'Eq. III-1 [120], ce qui contraint à utiliser un réseau disposant d'une plus grande capacité à disperser la lumière lorsque l'on travaille avec l'UV, afin d'avoir une résolution spectrale comparable à celle du visible.

$$n.\lambda = 2.d.\sin\theta \qquad \text{Eq. III-1}$$

Avec n = 1 (sans unité) pour le premier ordre de diffraction, λ (nm) la longueur d'onde de la source excitatrice et d (nm) la distance entre deux traits du réseau. La variable θ représente l'angle entre la normale au réseau et la direction de la raie de lumière dispersée par celui-ci. La lumière dispersée par le réseau de diffraction est ensuite émise par le prisme, vers le détecteur.

1.1.1.4 Le détecteur

Le détecteur que nous utilisons est un dispositif à transfert de charge, ou détecteur CCD multicanal (pour *Charge Coupled Device*), à base de silicium et est constitué de « pixels » [175 - 177]. Plus la dimension des pixels est petite et plus la résolution spatiale est fine [177]. Son domaine spectral est compris entre 400 nm et 1 µm.

Notre détecteur est constitué de 576 x 400 pixels de 22 µm², permettant d'accéder à des résolutions moyennes par rapport à celles de détecteurs plus récents de la même marque, qui proposent des résolutions de 1024 x 256 pixels [178]. Le spectromètre Raman InVia de Renishaw possède deux modes de configuration, les modes « *static* » et « *extended* ».

En mode *Static* la lumière dispersée est projetée sur les lignes et colonnes du détecteur. Chaque colonne correspond à une fréquence spécifique, tandis que les lignes sont les charges accumulées de chacune d'elles, afin d'estimer leur intensité sur le spectre [176]. La particularité de ce mode est qu'il permet de réaliser un spectre rapidement, avec un temps d'acquisition minimum de 1 s. Cependant, la fenêtre d'analyse est limitée par le nombre de colonnes de pixels du détecteur, d'environ 600 cm^{-1} dans le cas des analyses centrées autour du mode E_2h du GaN, dans le visible.

Contrairement au mode *Static* où le réseau de diffraction reste statique, en mode *Extended* il pivote durant la mesure. En effet, chaque rayon dispersé par le réseau est projeté sur le détecteur et passe successivement sur chaque colonne de pixels, en commençant par la première colonne au bord du CCD jusqu'à la dernière située à l'autre bord du détecteur [176, 179, 180]. Ce processus est propre au spectromètre Raman de la marque Renishaw qui a breveté la technique [180] et, d'après la littérature, améliorerait la résolution spectrale [179]. L'autre avantage par rapport au mode *Static* est que le RSB est amélioré, car l'ensemble des fréquences dispersées est analysé par chaque pixel du CCD, au lieu d'une seule fréquence par colonne avec le mode *Static*. Enfin, le mode *Extended* permet d'étendre la fenêtre spectrale, de ≈ 3600 cm^{-1} dans le cas des analyses centrées autour du mode E_2h du GaN, dans le visible, contre 600 cm^{-1} avec le mode *Static*. Une large fenêtre d'analyse permet de récupérer davantage de pics Raman caractéristiques du matériau analysé, ou des raies larges de plusieurs centaines de cm^{-1}, sans avoir à juxtaposer plusieurs spectres les uns aux autres [179]. La Figure III-2 illustre ce procédé par la mise en évidence de deux spectres Raman issus des deux modes de configuration Raman, sur des cristaux de silicate de calcium (Ca_2SiO_4) [179]. Pour les deux modes, la puissance laser était de ≈ 3 mW et λ_{inc} = 514 nm, tandis que les temps d'acquisition étaient de 25 et 30 s avec les modes *Static* et *Extended*, respectivement.

On constate que le principe de juxtaposition des spectres laisse apparaitre des artefacts de mesure au niveau des jointures. Nous notons également que le RSB du spectre obtenu à partir du mode *Extended* semble meilleure. Cependant, il est important de préciser qu'un temps d'acquisition de 30 s en mode *Extended* sur une fenêtre d'analyse de 3500 cm^{-1} correspond à une exposition totale de 120 s, alors qu'en mode *Static*, l'exposition totale correspond au temps d'acquisition paramétré. De ce fait, il n'est pas rigoureux de comparer directement les RSB à partir de cette figure.

L'inconvénient du mode *Extended* est que le temps d'acquisition minimum paramétrable est de 10 s, à cause du temps de balayage de fréquence réalisé sur le détecteur.

Dans un premier temps, nous avons donc choisi d'utiliser le mode *Extended* afin d'obtenir des spectres larges sans artefact, mode utilisé en routine au laboratoire.

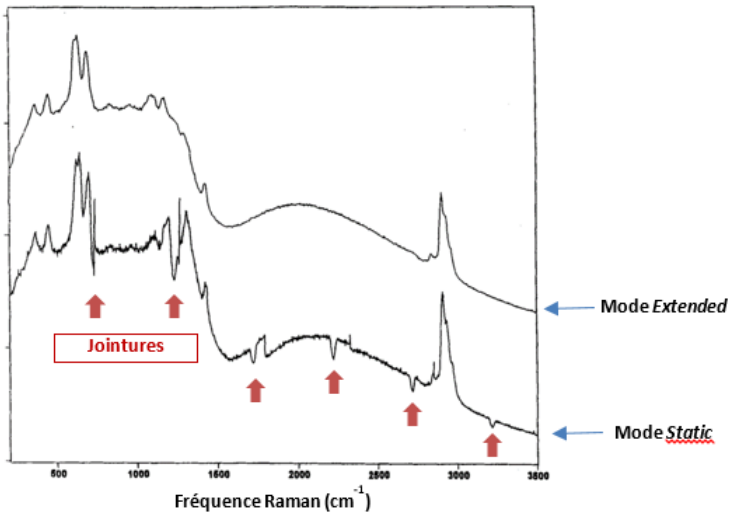
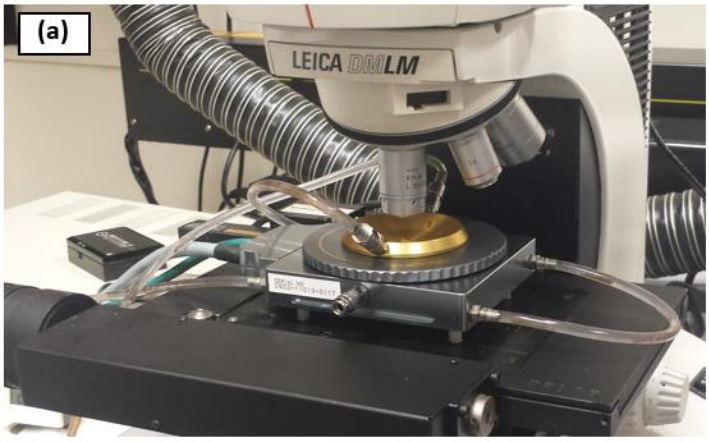


Figure III-2 : Comparaison de deux spectres extraits avec les modes *Static* et *Extended* sur du Ca_2SiO_4 [179]. Les jointures relatives à la liaison des spectres dans le cas du mode *Static* sont désignées par les flèches rouges.

1.1.1.5 Cellule thermique

Cet élément est utilisé pour réaliser des courbes de calibration en température, afin de relier celle-ci aux propriétés spectrales de la, ou des raie(s) Stokes ou anti-Stokes (position du pic, largeur à mi-hauteur et amplitude par rapport à la ligne de base) du matériau analysé. Nous avons utilisé la platine Linkam TS 1500, présentée sur la Figure III-3.(a), dont la distance de travail de 6 mm minimum ne permet d'utiliser que les objectifs x50, x20 et x5 à longue distance focale. Pour ces raisons, lors des caractérisations thermiques nous avons décidé d'utiliser principalement l'objectif x50 avec une distance de travail de 8,5 mm, et non l'objectif x100, afin d'être dans les conditions expérimentales les plus proches possibles entre les procédures de calibration et les mesures thermiques.



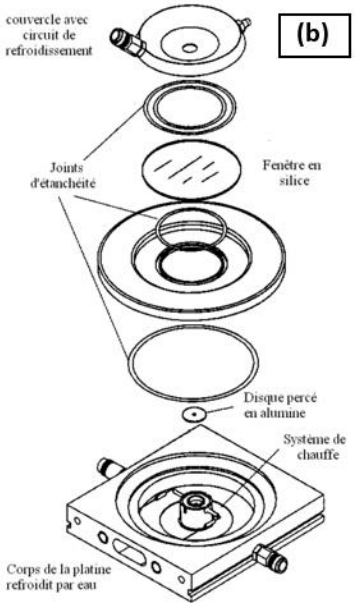


Figure III-3 : (a) Platine chauffante Linkam TS 1500 placée sous le spectromètre Raman. (b) Schéma des éléments constitutifs de la cellule [181].

De la même manière, nous ne pouvons pas utiliser la source de laser UV car l'objectif dédié n'a pas une distance de travail suffisamment élevée pour pouvoir caractériser un échantillon au sein de la cellule thermique.

La cellule est constituée d'un creuset de 7 mm de diamètre en alumine chauffé par des résistances Rh/Pt (Figure III-3.(b)) qui permet le chauffage des échantillons analysés à des températures variant de 293 à 1773 K avec une précision de 1 K. L'ensemble du système de chauffe est confiné au sein d'une platine refroidie par une circulation d'eau. Cette platine est fermée par un couvercle comportant une fenêtre en silice afin de permettre le passage de l'onde électromagnétique excitatrice.

1.1.1.6 Autres éléments présents utilisés avec le spectromètre

Le spectromètre Raman InVia de Renishaw que nous avons utilisé est présenté sur la Figure III-4. Il est constitué des éléments suivants :

- Une platine motorisée permettant le déplacement des échantillons suivant les axes Ox et Oy avec un pas mécanique minimal de 40 nm. Il est également possible d'agir sur les déplacements Ox, Oy et Oz manuellement avec un système déporté comportant un joystick. Le déplacement selon l'axe Oz peut aussi être réalisé manuellement avec la molette du microscope par un système de crémaillère.
- Du logiciel WiRE 3.4 (pour *Windows-based Raman Environment*) qui permet de contrôler l'ensemble des tâches à réaliser avec le spectromètre Raman, telles que l'acquisition des mesures, le traitement des données, le pilotage de la platine, la calibration en température, etc.
- Un banc de mesures électriques comportant des multimètres et alimentations continues, afin d'assurer le fonctionnement des composants à étudier.

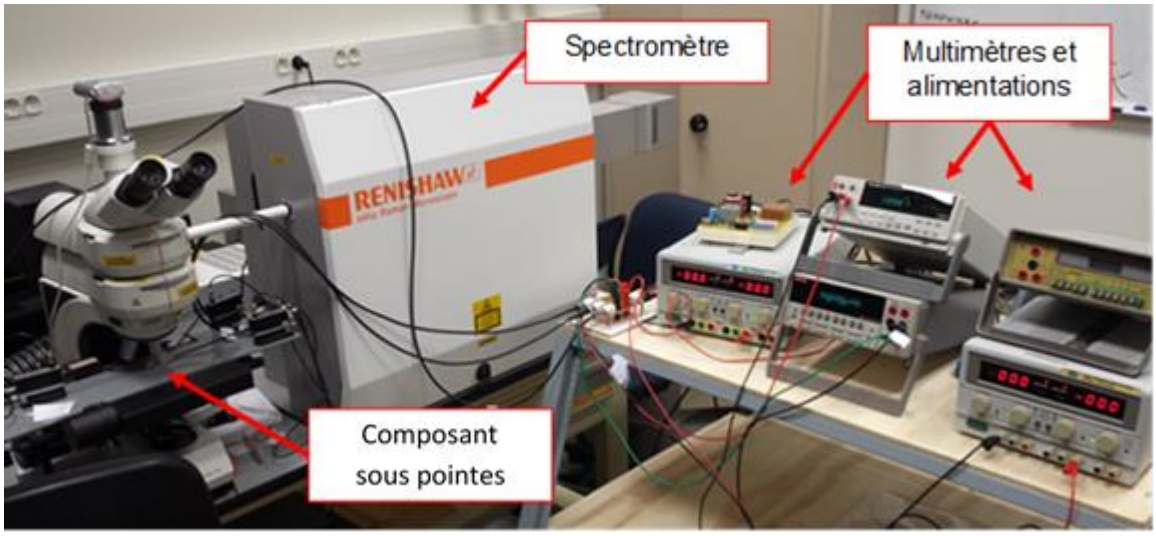


Figure III-4 : Banc de mesure de caractérisation thermique des transistors en fonctionnement.

1.1.2 *Caractéristiques permises par le spectromètre Raman*

Le critère de Rayleigh stipule que deux objets sont distincts sur une image si le sommet de la tache de diffraction de l'un correspond au premier minimum nul de la tache de diffraction de l'autre. L'opticien allemand E. Abbe définit ainsi la résolution latérale maximale *d* répondant au critère de Rayleigh [182] :

$$d = \frac{1{,}22 \times \lambda}{2 \times ON} \qquad \text{Eq. III-2}$$

Où λ est la longueur d'onde du faisceau de lumière incident traversant l'objectif ayant une ouverture numérique ON = n.sin θ (*n* est l'indice de réfraction du milieu et θ le demi-angle d'ouverture).

La résolution spectrale, quant à elle, résulte du choix des éléments présents dans le spectromètre (détecteur, réseau, diamètre de la fente d'entrée …) et indique la capacité du spectromètre à distinguer deux longueurs d'onde différentes.

Le Tableau III-1 présente une synthèse des résolutions spectrales et spatiales, en fonction des longueurs d'onde que nous avons utilisées.

Dans ce tableau, nous pouvons noter que la longueur d'onde excitatrice de 514 nm confère au système une résolution spatiale de 0,7 µm, tandis que celle de 633 nm permet une résolution de 0,8 µm, moins fine. Cependant, cette dernière longueur d'onde excitatrice octroie une résolution spectrale de 1,0 cm^{-1} au système, alors qu'elle est portée à une valeur de 1,6 cm^{-1} avec la longueur d'onde de 514 nm. Ainsi, il est donc nécessaire de trouver un compromis entre résolution spectrale et spatiale, par le choix de la longueur d'onde. Toutefois, ce choix est conditionné par d'autres paramètres, tels que la répétabilité des mesures ou l'impact sur la température de la salle d'expérimentation. Ces aspects seront discutés dans la partie visant à évaluer l'influence des paramètres environnementaux et inhérents au spectromètre, sur les mesures Raman.

Longueur d'onde	514 nm	633 nm
Objectif (ON)	**x50 (0,50)**	**x50 (0,50)**
Résolution spatiale	0,7 µm	0,8 µm
Résolution spectrale	1,6 cm^{-1}	1,0 cm^{-1}

Tableau III-1 : Résolutions spatiale et spectrale en fonction des longueurs d'onde que nous avons utilisées.

1.1.3 *Protocole expérimental réalisé lors de l'évaluation par spectroscopie Raman de la température d'échauffement des transistors en mode continu*

Cette partie est destinée à la description de toutes les étapes du protocole expérimental nécessaire à l'évaluation de la température d'auto-échauffement par spectroscopie Raman d'un composant polarisé en mode continu.

1.1.3.1 Étalonnage de l'équipement

L'étalonnage du spectromètre est testé avant chaque expérience, en enregistrant le spectre Raman d'un substrat de silicium de qualité électronique dont la fréquence Raman Stokes doit être centrée sur

521 cm^{-1} avec les lasers visibles [183]. Cependant, lorsque les matériaux sont caractérisés en utilisant un laser avec une longueur d'onde de 325 nm on utilise le diamant comme référence, car l'intensité du pic Raman correspondant au silicium est trop faible dans ces conditions. La position référence du diamant est à 1332 cm^{-1} et correspond à un mode de vibration T_2g du carbone [184].

1.1.3.2 La focalisation

La focalisation consiste à concentrer les rayons lumineux arrivant sur l'échantillon en un point ayant une dimension la plus petite possible, et est réalisée en deux étapes. Dans un premier temps, nous réglons la distance entre l'objectif du microscope et la surface de l'échantillon de façon à obtenir une image de la surface la plus nette possible. Dans un deuxième temps, nous nous arrangeons pour que la taille du spot laser soit la plus petite possible.

1.1.3.3 Acquisition du spectre Raman

L'acquisition d'un spectre Raman est piloté et traité par le logiciel WiRE 3.4, après avoir renseigné manuellement les différents paramètres d'acquisition, tels que le temps d'intégration, le mode de configuration, la puissance du laser, etc… A partir de ce spectre, il est possible d'extraire la fréquence, la largeur à mi-hauteur et l'amplitude des bandes Raman sont extraites à partir d'un modèle mathématique basé sur la combinaison de fonctions gaussienne et lorentzienne. Ce traitement mathématique est effectué par le logiciel WiRE 3.4 et nous permet de déterminer la position et la largeur à mi-hauteur avec une précision de 0,1 et 0,15 cm^{-1}, respectivement lorsque les mesures sont faites avec les longueurs d'onde excitatrices de 514 et 633 nm.

1.1.3.4 Calibration en température

La position de la bande Raman attribuée au matériau constituant la couche du composant étudié, est susceptible d'être modifiée par l'auto-échauffement lorsque ce composant est polarisé. Par conséquent, la connaissance de la relation traduisant l'évolution de la fréquence de vibration de ces phonons avec la température nous permettra d'extraire la température d'auto-échauffement des composants en mode opérationnel. Il est donc impératif d'établir expérimentalement une courbe de calibration reliant l'évolution de la position de la bande Raman relative au matériau étudié avec la température de façon reproductible et répétable.

Afin d'obtenir une courbe de calibration fiable et précise il est nécessaire de s'assurer de la stabilité du spectromètre Raman durant la mesure. Cette problématique sera présentée dans la prochaine partie.

Après avoir décrit les éléments constitutifs de notre appareil de spectroscopie Raman, nous avons présenté les résolutions spatiale et spectrale permises par celui-ci. Nous avons également explicité le protocole expérimental effectué lors de la détermination de l'auto-échauffement des composants fonctionnant en mode continu. Nous allons maintenant étudier l'influence des différents paramètres inhérents à l'équipement ou environnementaux, sur les propriétés des raies Raman Stokes.

1.2 Influence des paramètres inhérents à l'équipement Raman

Au début de cette thèse, la répétabilité des mesures a été largement étudiée. Ayant pour objectif l'évaluation de la température du canal du transistor localisé dans la partie supérieure de la couche de GaN, nous avons commencé par vérifier si nous obtenions des bandes Raman relatives au GaN identiques à chaque mesure. Pour ces raisons, nous avons caractérisé 50 fois de suite du GaN par spectroscopie Raman comme le présente la Figure III-5.

Bien sûr, tous les spectres Raman ont été réalisés dans les mêmes conditions, avec une puissance laser de 10 mW, un temps d'acquisition de 120 s, avec l'objectif x50, le laser émettant à 514 nm, à 25 °C et en mode *Extended*. Les barres d'erreur sont estimées à ± 0,1 cm^{-1}, comme nous l'avons spécifié dans le paragraphe 1.1.3.3.

La Figure III-5 présente la position de la bande Raman relative au GaN obtenue à chaque mesure. Nous pouvons remarquer qu'une fluctuation des mesures intervient au cours de leurs itérations successives, générant un écart maximal entre les valeurs atteignant 0,2 cm^{-1}, soit ≈ 10 °C d'après la littérature pour un HEMT AlGaN/GaN sur substrat saphir [70]. De plus, cette valeur est en dehors des incertitudes de mesure de 0,1 cm^{-1}. Par conséquent, ce résultat met en évidence une mauvaise qualité de la répétabilité des mesures, et qu'il est nécessaire de vérifier plusieurs fois par jour l'étalonnage de l'appareil avec une plaque de silicium.

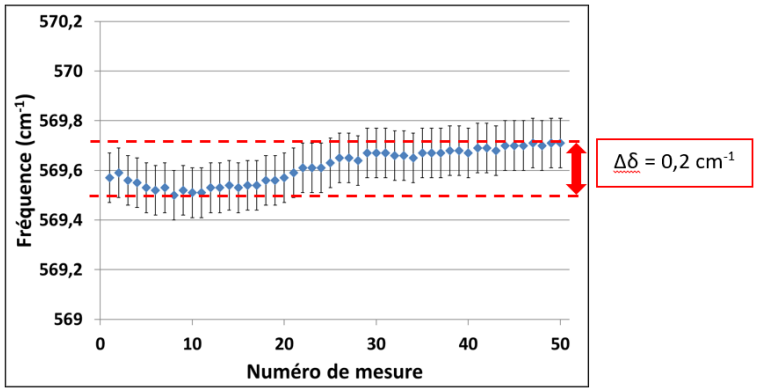


Figure III-5 : Résultat de l'itération de 50 mesures de fréquence Raman sur du GaN/saphir.
Conditions de mesure : 25 °C, temps d'acquisition = 120 s, P_{laser} = 10 mW, λ_{inc} = 514 nm, objectif x50 et mode *Extended*.

Cependant, nous comprenons que les propriétés des raies sont sensibles aux conditions de mesures, et qu'il est nécessaire d'identifier tous les paramètres, environnementaux ou inhérents à l'appareil, susceptibles de créer des dérives dans la répétabilité des mesures.

Dans cette partie, nous identifierons les sources de dérive qui nuisent à la répétabilité de la mesure Raman, et nous présenterons les solutions qui permettent de les résoudre. Pour ces raisons, nous allons étudier l'influence du temps d'acquisition, de l'objectif et de la puissance du laser utilisée durant la mesure sur la position (δ), la largeur à mi-hauteur (Γ ou FWHM en anglais pour *Full Width at Half Maximum*) et l'amplitude (A) de la bande Raman relative au GaN.

1.2.1 *Impact du temps d'acquisition*

La Figure III-6 présente l'influence du temps d'acquisition (t_a) sur la position, la largeur à mi-hauteur et l'amplitude du mode de vibration E_2h attribué au GaN, d'un échantillon de GaN sur substrat de saphir. Ces spectres Raman ont été obtenus avec une onde électromagnétique excitatrice ayant une longueur d'onde de 514 nm et une puissance de 10 mW. Tous les spectres Raman ont été mesurés sur une couche de GaN déposée sur un substrat de saphir en utilisant l'objectif x50/0,50 à longue distance de travail (LDT) en configuration *Extended*.

D'après la Figure III-6.(a), une augmentation brutale de δ (courbe bleue) de 568,4 à 569,4 cm^{-1} est mise en évidence lorsque le temps d'acquisition s'élève de 10 à 50 s. Puis, δ évolue lentement de 569,4 à 569,6 cm^{-1} lorsque t_a varie de 50 à 100 s. Finalement, δ reste égal à 569,6 cm^{-1} alors que t_a s'élève de 100 à 350 s. De même, nous observons sur la Figure III-6.(b) un abaissement de Γ de 4,5 à 3,9 cm^{-1}, respectivement entre les temps d'acquisition 10 et 100 s, suivi d'un palier où la valeur de Γ se maintient à ≈ 3,9 cm^{-1} lorsque le temps d'acquisition est compris entre 100 et 350 s.

Afin de faciliter la lecture de ce chapitre, nous avons identifié cette augmentation brutale de δ avec le temps d'acquisition comme étant le phénomène A. Nous comprenons donc que l'influence de ce dernier sur le décalage de δ est incommodant dans notre application, puisque nous utilisons également ce décalage de fréquence pour déterminer la température de l'échantillon. Il est donc impératif de déterminer l'origine de ce phénomène.

Nous avons réitéré cette procédure sur un transistor AlGaN/GaN sur substrat SiC (Golden Unit) et sur un échantillon de Si (111), afin de vérifier que cet effet n'était pas une spécificité de l'échantillon en GaN que nous avons testé. A l'issue de ces essais, nous avons observé les mêmes tendances que celles de la Figure III-6, c'est-à-dire une brusque évolution de δ et de Γ entre un temps d'acquisition variant de 10 à 100 s, suivi d'un palier où ces deux paramètres se maintiennent à une valeur seuil à partir d'un temps d'acquisition d'environ 100 s.

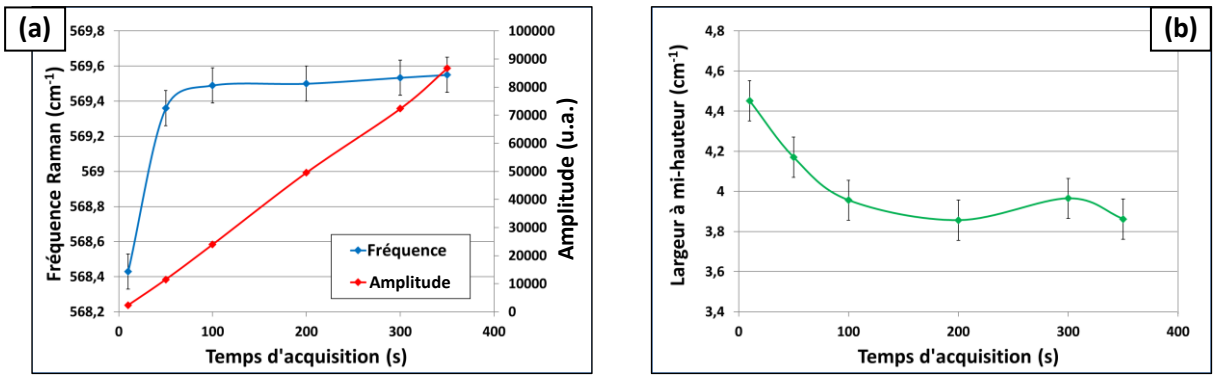


Figure III-6 : Influence du temps d'acquisition (a) sur δ, A et (b) Γ.
Conditions de mesure : à l'ambiante, λ_{inc} = 514 nm, P_{laser} = 10 mW et mode *Extended*.

Cette étude a également été réalisée en utilisant une longueur d'onde excitatrice de 633 nm, des objectifs ayant un grossissement x5 et x100, des puissances du laser étant de 0,5 ; 1 ; 5 ; 10 mW en plaçant ou non l'échantillon dans la cellule Linkam TS 1500 pour laquelle la température de consigne choisie était de 27 ou 200 °C, respectivement. Dans tous les cas, le phénomène A a été observé et l'évolution de la

position et de l'amplitude de la bande Raman avec le temps d'acquisition est semblable à celles mises en évidence sur la Figure III-6. De plus, toutes ces études montrent que la position de la bande Raman est constante lorsque le temps d'acquisition dépasse 100 s.

Ce phénomène A ne peut pas être lié à l'échauffement de l'échantillon par le laser car la position et l'amplitude du pic Raman E_2h diminueraient [70] contrairement à nos observations. Pour ces raisons, nous pensons que la faible amplitude de la bande Raman obtenue avec les faibles temps d'acquisition ne permet pas une extraction suffisamment précise de la position de celle-ci. Cela expliquerait les différences entre δ extraits à partir du pic Raman de faible amplitude (3 000 coups pour t = 10 s) et celui obtenu à partir d'un pic Raman d'amplitude élevée (> 20 000 coups pour t ≥ 100 s). En effet, la bande Raman décrite par la fonction mathématique issue de la combinaison des fonctions gaussienne et lorentzienne ne se superpose pas parfaitement avec celle mesurée expérimentalement lorsque l'amplitude du pic Raman est faible contrairement aux bandes Raman expérimentales de forte amplitude.

Afin de confirmer cette hypothèse, nous avons réitéré cette étude sur un substrat de Si (111) en utilisant une puissance du laser égale à 5,0 mW et des temps d'acquisition de 10 et 50 s permettant d'obtenir un pic Raman E_2h ayant une amplitude de l'ordre de 14 000 et 50 000 coups, respectivement. Dans ces conditions, nous avons observé un écart de δ de 1,0 cm^{-1} entre la bande Raman mesurée avec t = 10 s et celle mesurée avec t = 50 s. Cela confirme les observations présentées sur la Figure III-6.(a).

Nous pouvons donc conclure que le phénomène mis en évidence sur la Figure III-6.(a) n'est pas lié à une faible précision de fit lors de l'extraction de la position des bandes Raman de basse amplitude.

Ainsi, nous pouvons affirmer que l'augmentation de δ de la bande Raman E_2h avec le temps d'acquisition (Figure III-6.(a)) n'est pas liée au matériau analysé, ni à la longueur d'onde excitatrice (514 et 633 nm), ni à la puissance du laser, ni aux caractéristiques de l'objectif et ni à la température de l'échantillon utilisées.

De même, une diminution de Γ est observée lorsque le temps d'acquisition augmente de 10 à 100 s puis Γ est constant lorsque t_a > 100 s. Cela confirme que ce problème n'est pas lié à l'échauffement de l'échantillon par le laser car Γ augmenterait dans ce cas [70].

Afin de confirmer que le laser n'induit pas d'échauffement de l'échantillon, nous avons étudié l'influence de la puissance du laser sur la position de la bande Raman E_2h.

1.2.2 *Influence de la puissance du laser incident*

Nous présentons dans cette partie trois protocoles qui permettent d'évaluer l'impact de la puissance du laser sur les valeurs de δ, Γ et A de la bande Raman E_2h du GaN.

1.2.2.1 Influence de la puissance d'émission du laser sur les propriétés de la raie Raman du GaN

La Figure III-7 présente l'influence de la puissance d'émission du laser sur δ et Γ de la bande Raman du mode E_2h d'un échantillon de GaN sur substrat de saphir. Nous avons choisi un temps d'acquisition de 70 s pour que l'amplitude de la bande Raman soit suffisante pour permettre l'extraction précise de δ lorsque la puissance laser est faible, sans saturer le détecteur lorsque la puissance laser est élevée.

En tenant compte de l'incertitude de mesure évaluée à 0,1 cm^{-1}, nous constatons que les valeurs de δ restent proche de 568,4 cm^{-1} quelle que soit la puissance du laser. Par contre, la dispersion des valeurs de Γ est plus importante que celle de δ puisqu'un écart de 0,4 cm^{-1} est mis en évidence sur la Figure III-7. De plus, cet écart est supérieur à l'incertitude de mesure de 0,15 cm^{-1}. Nous expliquons ces différences par une mauvaise répétabilité des mesures de Γ en comparaison de celle de δ.

Nous avons réitéré cette étude en utilisant un laser émettant à une longueur d'onde de 514 nm et les mêmes tendances que celles présentées sur la Figure III-7 ont été observées.

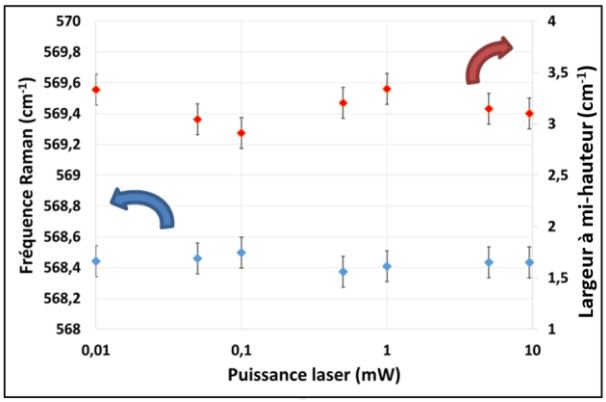


Figure III-7 : Influence de la puissance du laser sur les valeurs de δ et Γ de la bande Raman du mode E_2h du GaN. Conditions : échantillon GaN/saphir, λ_{inc} = 633 nm, temps d'acquisition = 70 s, objectif x50 LDT, mode *Extended*.

Par conséquent, nous pouvons conclure que les lasers délivrant une longueur d'onde excitatrice de 514 et 633 nm n'induisent pas un échauffement de l'échantillon caractérisé. Dans le cas contraire, une diminution de δ et une augmentation de Γ du mode Raman E_2h du GaN avec la puissance des lasers auraient été observées.

1.2.2.2 Test avec et sans exposition préparatoire du laser sur l'échantillon

Afin de confirmer qu'il n'y a pas d'échauffement du matériau GaN par le laser, le matériau a été immédiatement caractérisé par spectroscopie Raman après avoir été exposé au laser préalablement durant 10 s, 2 min, 4 min ou 1 h. Les valeurs de δ, Γ et A ont été ensuite comparées à celle obtenue lorsque l'échantillon n'a pas été exposé avant la caractérisation par spectroscopie Raman.

Dans tous les cas, les spectres Raman ont été mesurés en utilisant un temps d'acquisition de 10 s, un laser délivrant une puissance de 10 mW, une longueur d'onde excitatrice de 514 nm, un objectif ayant un grossissement x50 et une distance de travail de 8,5 mm, à température ambiante et en configuration *Extended*.

Les résultats sont reportés dans le Tableau III-2 qui rapporte également, à titre de comparaison, la position, la largeur à mi-hauteur et l'amplitude de la bande Raman E_2h provenant de 3 spectres mesurés consécutivement sur un matériau qui n'a pas été exposé préalablement. Nous constatons que les valeurs de δ, Γ et A restent proches de 568, 45 cm^{-1} ; 4,53 cm^{-1} et de 15 000 u.a., respectivement.

De même, les valeurs de δ, Γ et A restent quasiment constantes après avoir éclairé l'échantillon avec le laser durant 10 s, 2 min, 4 min ou 1 h avant l'enregistrement du spectre Raman. Ces mêmes résultats

ont été observés lors de la réitération de la procédure avec le laser émettant à 633 nm, ainsi que pour des puissances du laser de 1,0 et 5,0 mW.

Ces résultats confirment que le laser n'engendre pas d'échauffement du matériau GaN durant l'acquisition des spectres.

	Fréquence (cm^{-1})	Amplitude (u.a.)	FWHM (cm^{-1})
Mesures réalisées sans exposition préparatoire au laser	568,41	14 976	4,51
	568,48	14 823	4,55
	568,43	14 794	4,55
Temps d'exposition préalable au laser	**Fréquence (cm^{-1})**	**Amplitude (u.a.)**	**FWHM (cm^{-1})**
10 sec	568,45	14 846	4,47
2 min	568,43	14 923	4,44
4 min	568,40	15 289	4,46
1h	568,47	15 023	4,48

Tableau III-2 : Résultats des données des spectres Raman du mode E_2h du GaN, obtenus sans et avec exposition préparatoire au laser. Conditions de mesure : λ_{inc} = 514 nm, P_{laser} = 10 mW, objectif x50/0,50 LDT, temps d'acquisition = 10 s, mode *Extended*.

1.2.2.3 Utilisation du mode par acquisitions successives

Afin de confirmer les résultats précédents, nous avons également étudié l'influence du nombre d'acquisitions successives sur la position, la largeur à mi-hauteur et l'amplitude de pic Raman E_2h. Il est important de préciser que l'obturateur ou « shutter » du laser est resté ouvert entre chaque acquisition et donc que le laser a constamment éclairé l'échantillon durant l'ensemble des mesures.

Nombre d'acquisitions	Fréquence (cm^{-1})	Amplitude (u.a.)	FWHM (cm^{-1})
1 seule mesure	568,43	1 672	4,55
Mode 10 acquisitions	568,35	16 369	4,53
Mode 20 acquisitions	568,37	32 418	4,59

Tableau III-3 : Résultats des données des spectres de la deuxième méthode.
Conditions de mesure : λ_{inc} = 514 nm, P_{laser} = 1 mW, objectif x50 LDT, temps d'acquisition = 10 s et mode *Extended*.

Le Tableau III-3 montre que δ et Γ restent proches de 568,38 cm^{-1} et 4,56 cm^{-1}, respectivement, quel que soit le nombre d'acquisitions. Cependant, une augmentation de l'amplitude du pic Raman de 1672 à 32 418 u.a. est observée au fur et à mesure que le nombre d'acquisitions s'élève de 1 à 20. Cela est expliqué par le fait que l'amplitude est proportionnelle au temps d'acquisition accumulé. Cette procédure permet l'augmentation du rapport signal sur bruit avec le nombre d'acquisitions.

De plus, nous constatons que la valeur de δ extraite à partir d'une bande Raman ayant une faible amplitude (1 672 u.a.) est quasiment identique à celle obtenue à partir d'un pic Raman d'amplitude élevée (32 418 u.a.). Cela démontre que la précision d'extraction de δ est indépendante de l'amplitude des bandes Raman caractérisées.

Toutes ces études confirment l'absence de mise en évidence d'un échauffement du matériau GaN par le laser durant les caractérisations par spectroscopie Raman. Il s'agit d'un point crucial pour des caractérisations thermiques. Il est nécessaire de préciser que nous avons également effectué les mesures avec le laser émettant à 633 nm, dont les mesures étaient contenues dans la même incertitude de mesure que les valeurs reportées dans le Tableau III-4. Par conséquent, ce dernier laser ne met pas en évidence non plus d'échauffement du matériau GaN.

Dans ces conditions, il est possible que le phénomène A soit lié à une dérive de l'appareil, à une mauvaise stabilité du laser ou une mauvaise extraction de la position, de la largeur à mi-hauteur et de l'amplitude de la bande Raman à partir des spectres obtenus.

1.2.3 *Evolution de la température de la salle d'expérimentation*

La température et l'hygrométrie de la salle de manipulation où les caractérisations Raman sont effectuées ainsi que la stabilité du laser lors de l'analyse Raman peuvent engendrer des dérives et ainsi « fausser » les spectres Raman des matériaux analysés. Pour ces raisons, la stabilité de ces paramètres est étudiée dans les paragraphes suivants.

1.2.3.1 Température et hygrométrie à l'intérieur du spectromètre Raman

Afin de vérifier si les conditions de notre environnement de travail ne perturbent pas nos caractérisations Raman, nous avons placé une sonde à l'intérieur du spectromètre Raman, comme le montre la Figure III-8, afin de suivre l'évolution de la température et de l'hygrométrie au cours de la journée. Nous avons également vérifié la température de la salle d'expérimentation à l'aide d'un thermomètre.

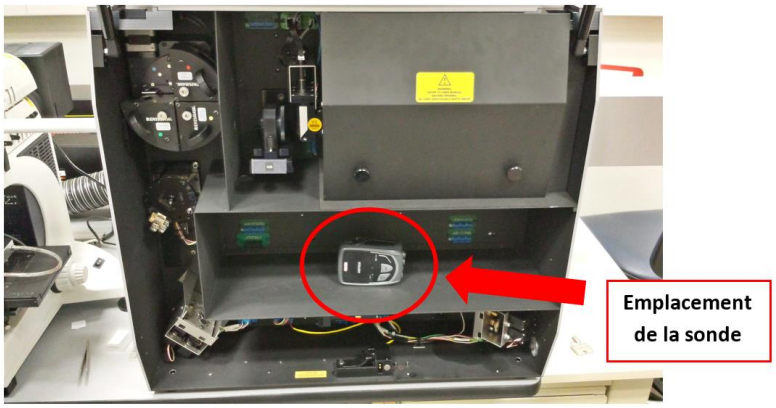


Figure III-8 : Sonde placée à l'intérieur du spectromètre Raman.

La Figure III-9 présente l'évolution de la température et du taux d'hygrométrie à l'intérieur du spectromètre durant la journée avant et après que le spectromètre Raman et le laser délivrant la longueur d'onde incidente de 514 nm soient mis en route. Durant cette étude, aucune caractérisation par spectroscopie Raman n'a été réalisée.

Nous remarquons une diminution de la température de 22 à 18 °C entre le moment où la sonde est placée dans l'appareil et 20 minutes après l'introduction de celle-ci. Cet effet correspond à la stabilisation

de la température mesurée par la sonde à l'intérieur du spectromètre Raman. Ensuite, la température semble stable lorsque la durée de la mesure (t) varie de 20 min à 1 h. A cet instant (t = 1h), le spectromètre Raman et le laser délivrant une longueur d'onde excitatrice de 514 nm ont été allumés. On observe une élévation de la température de la sonde de 18 à 22,2 °C lorsque t varie de 1 à 5 h. Dans le même temps, la température de la salle d'expérimentation varie de 18 à 23 °C. Enfin, la température s'élève très lentement de 22,5 à 23 °C lorsque t varie entre 5 et 8 h. De même, la température de la salle a augmenté de 23,5 à 24 °C. Ainsi, ce jour-là, la stabilisation de la température à l'intérieur du spectromètre s'est effectuée en 5 h, après sa mise en route.

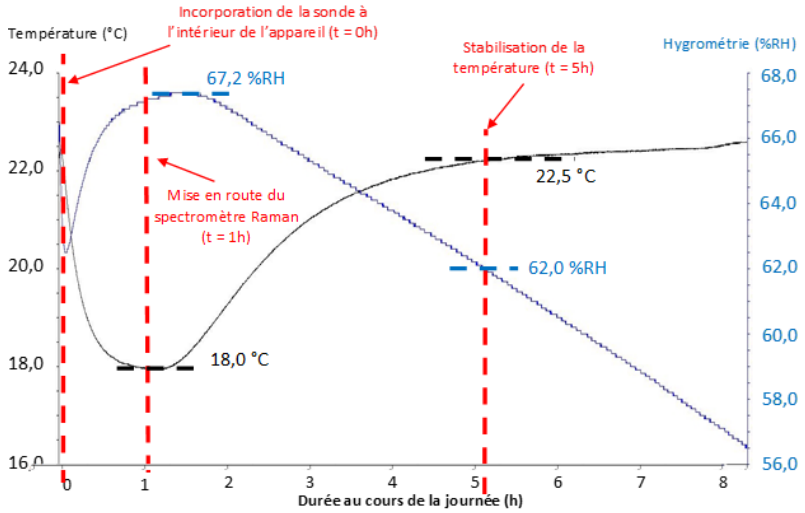


Figure III-9 : Suivi de la température et de l'hygrométrie à l'intérieur du spectromètre.

Nous pouvons également observer sur la Figure III-9 que le taux d'humidité semble s'abaisser linéairement au cours de la journée après le démarrage de l'appareil et du laser. Les normes préconisées du taux d'humidité pour des conditions expérimentales normales en laboratoire, en France, correspondent à celles de l'air extérieur et pour une température de 25 °C, soit entre 50 et 60 ± 5 %RH [185 - 187]. D'après la Figure III-9, l'hygrométrie est de 62 %RH après 5 h suivant la mise en route de l'appareil, ce qui correspond à des conditions opératoires normales.

A partir de ces observations, nous pouvons noter que l'élévation de la température à l'intérieur du spectromètre peut être liée à la mise en route du spectromètre et du laser émettant à 514 nm et à une mauvaise régulation de la température de la salle d'expérimentation. Afin de décorréler ces trois paramètres, nous avons surveillé l'évolution de la température et de l'hygrométrie à l'intérieur du spectromètre avec la même sonde que nous avons présentée sur la Figure III-8, ainsi que la température de la salle d'expérimentation à l'aide d'un thermomètre, au cours de la journée, lorsque le spectromètre Raman fonctionne sans que le laser ne soit allumé. Nous avons observé que la température ambiante, dans la salle d'expérimentation, augmente légèrement de 18,5 à 20 °C durant les 4 premières heures qui suivent la mise en marche de l'appareil. Ensuite, la température reste proche de 20 ± 0,5 °C lorsque t varie de 4 à 10 h. Dans le même temps, la température mesurée à l'intérieur du spectromètre reste quasiment égale à 19,5 °C.

Ainsi, ces résultats semblent montrer que la dérive de la température de la salle de manipulation et celle mesurée à l'intérieur du spectromètre Raman est principalement liée à l'échauffement induit par le laser et à un degré moindre à celui engendré par le fonctionnement du spectromètre ou à une mauvaise régulation de la salle de manipulation.

Cette expérience a été réitérée sans allumer le spectromètre Raman et le laser délivrant une longueur d'onde excitatrice de 514 nm. Dans ces conditions, la température de la salle et celle mesurée à l'intérieur du spectromètre se sont stabilisées à 19,5 et 20 ± 0,5 °C au bout de 5 h, puis ont gardé cette même température jusqu'à 8 h. Les tendances observées furent donc comparables à celles obtenues lors de la mise en marche du spectromètre uniquement.

Nous avons également souhaité estimer l'impact que pourrait avoir l'utilisation répétée de mesures Raman, sur l'élévation à l'intérieur et à l'extérieur du spectromètre. Pour cela, nous avons mis en fonctionnement le spectromètre et le laser 514 nm puis, au bout de 4 h, réalisé 50 mesures Raman à P_{laser} = 10 mW avec un temps d'acquisition de 80 s sur un échantillon de GaN. Les températures observées à l'intérieur et à l'extérieur du spectromètre n'ont pas montré de différences avec celles exposées sur la Figure III-9.

Nous pouvons conclure que le système laser émettant à 514 nm a un impact prépondérant sur la dérive de la température de la salle de manipulation et celle mesurée à l'intérieur du spectromètre Raman. La température semble se stabiliser à l'intérieur du spectromètre 4 h après sa mise en route et celle du système laser émettant à 514 nm. Il est ainsi préférable d'attendre cette stabilisation en température afin d'avoir des mesures les plus reproductibles possibles. Pour la suite des protocoles expérimentaux qui seront présentés, nous avons laissé le spectromètre allumé en permanence, et avons attendu au minimum 4 h après l'allumage du système laser émettant à 514 nm. De plus, nous avons déménagé l'ensemble des équipements relatifs au spectromètre Raman dans une nouvelle salle d'expérimentation située dans un autre bâtiment, permettant l'accès à un système de climatisation pour aider à réguler la température de cette salle.

1.2.3.2 Température de la salle d'expérimentation de spectrométrie Raman

Le paragraphe précédent nous a montré que la température de la salle de spectroscopie varie essentiellement en fonction du laser utilisé. En effet, le système d'alimentation du laser émettant à 514 nm fonctionne en évacuant de la chaleur pouvant élever la température ambiante de 6 °C au bout de 8 h. Cependant, le système d'alimentation de la source laser émettant à 633 nm échauffe la salle d'expérimentation d'une température d'environ 2 °C, 8 h après sa mise en marche. Par conséquent, nous préférons utiliser le laser émettant à 633 nm.

1.2.4 *Stabilité de l'émission du laser au cours de la journée*

Pour cette étude nous avons utilisé un fluxmètre de la marque Laserpoint, permettant de mesurer des puissances de laser de 0 à 250 W, et qui émettent de 200 à 2100 nm. La stabilité du laser a été analysée en plaçant le fluxmètre sous le microscope du spectromètre Raman, afin de mesurer la puissance délivrée sur l'échantillon par les deux lasers émettant dans le visible en fonction de la durée d'utilisation.

La Figure III-10 présente l'évolution de la puissance des lasers émettant des ondes électromagnétiques ayant une longueur d'onde de 514 (laser vert) et 633 nm (laser rouge) en fonction de la durée de fonctionnement.

Ainsi, une augmentation de la puissance du laser rouge de 9 à 9,5 mW a été observée lorsque sa durée d'utilisation (d) varie entre 0 et 1 h puis reste égale à 9,5 ± 0,1 mW lorsque d augmente de 1 à 10 h tandis que la température de la salle d'expérimentation s'échauffe d'environ 2 °C lorsque d augmente de 0 à 10 h.

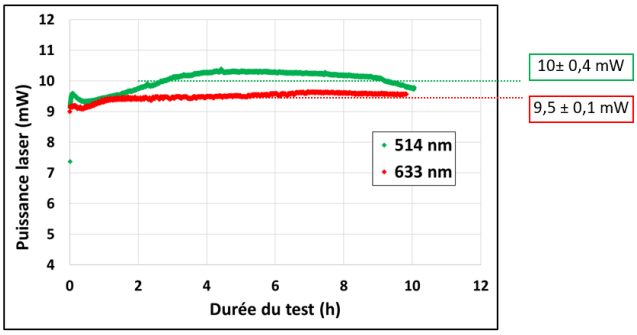


Figure III-10 : Suivi de la puissance des lasers émettant à 514 et 633 nm au cours de la journée.

La Figure III-10 montre également que la puissance du laser vert augmente de 9,5 à 10,3 mW quand d s'élève de 0 à 4 h puis reste quasi constante au-delà à 10 ± 0,4 mW. Une élévation de la température de la salle de 6 °C a été mesurée lorsque d augmente de 0 à 10 h.

Il est important de noter que la stabilisation du laser vert semble moins efficace que celle du laser rouge, car l'échauffement de la salle d'expérimentation d'environ 6 °C induit une température de fonctionnement supérieure à 25 °C, en dehors des préconisations d'utilisation par le fournisseur, ce qui pourrait induire une instabilité de l'émission du système laser.

Ces résultats n'apportent pas de modification aux conclusions que nous avons établies dans l'étude précédente, où nous préconisions d'utiliser le système Raman au moins 4 h après son démarrage.

Après avoir vérifié la stabilité d'émission du laser, nous avons cherché à vérifier la pertinence du spectre Raman expérimental avec le modèle basé sur une combinaison d'une gaussienne et d'une lorentzienne permettant l'extraction de δ, Γ et A des bandes Raman.

1.2.4.1 Évaluation du logiciel de fit des bandes Raman

La Figure III-11.(a) et la Figure III-11.(b) présentent deux spectres Raman d'un échantillon GaN sur substrat de saphir obtenus avec le logiciel WiRE 3.4 développé par Renishaw. Ces spectres ont été mesurés à température ambiante en utilisant une longueur d'onde excitatrice de 633 nm, des puissances laser de 1,0 (a) et 5,0 mW (b), respectivement, le mode *Extended* et des temps d'acquisition de 1 (a) et 10 s (b).

Les spectres Raman expérimentaux sont représentés en rouge sur la Figure III-11 alors que les spectres Raman calculés à partir des points expérimentaux en utilisant un modèle mathématique basé sur la combinaison de fonctions gaussienne et lorentzienne correspondent aux courbes vertes présentées sur les Figure III-11.(a) et (b). Dans tous les cas, la ligne de base correspond à la ligne bleue visible sur chacune des figures. Ainsi, la superposition des spectres expérimentaux et de ceux issus des fonctions

mathématiques nous permet d'extraire les valeurs de la position, de la largeur à mi-hauteur et de l'amplitude de la bande Raman relative au matériau GaN. Dans ces conditions, nous obtenons une valeur de δ de 568,4 cm^{-1} quelle que soit la puissance laser utilisée lors de la caractérisation par spectroscopie Raman. Dans le même temps, Γ est égal à 2,2 et 3,0 cm^{-1} lorsque la puissance laser est de 1 et 5 mW, respectivement. Nous pensons que cet écart de 0,8 cm^{-1} est lié à une mauvaise corrélation entre le spectre expérimental et celui calculé par le modèle mathématique. En effet, le spectre Raman calculé (vert) présenté sur la Figure III-11.(b) se superpose mieux que celui de la Figure III-11.(a).

Ces différences sont expliquées par une plus faible valeur du RSB pour le spectre rapporté sur la Figure III-11.(a) que celui présenté sur la Figure III-11.(b).

Cette observation souligne l'importance des paramètres expérimentaux utilisés lors de la caractérisation par spectroscopie Raman.

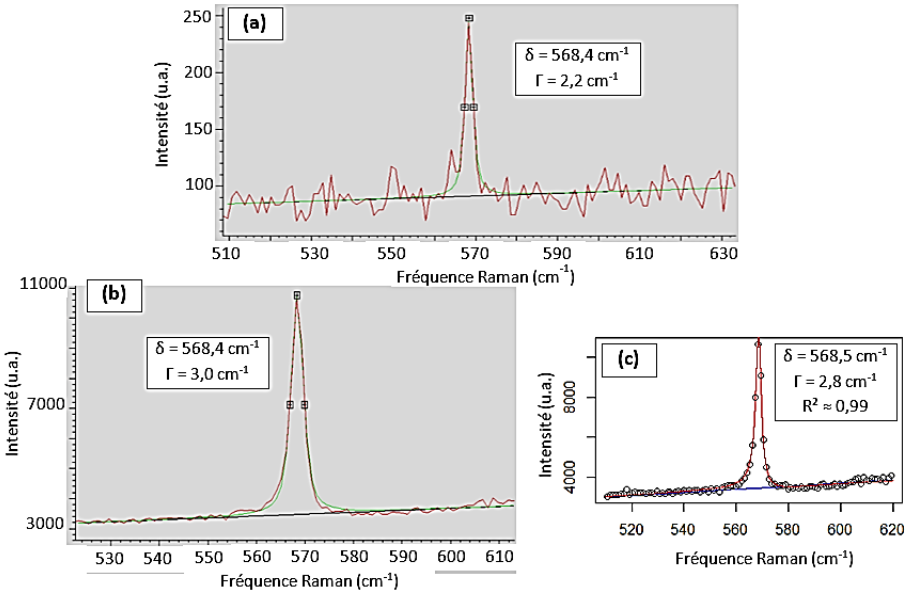


Figure III-11 : Comparaison entre un spectre Raman avec (a) un faible RSB et (b) un fort RSB, avec le logiciel WiRE 3.4. (c) Spectre Raman obtenu à partir du logiciel R Studio.
Conditions : λ_{inc} = 633 nm, P_{laser} = 1,0 mW (a) et 5,0 mW (b, c), temps d'acquisition = 1 s (a) et 10 s (b, c), à $T°_{amb}$ et en *Extended*.

Afin de vérifier la bonne corrélation des spectres Raman expérimentaux et ceux modélisés avec une combinaison de fonctions gaussienne et lorentzienne effectuée par le logiciel WiRE 3.4, nous avons décidé de modéliser mathématiquement les spectres expérimentaux en utilisant le logiciel nommé R Studio.

Cette étude a consisté à comparer la qualité de superposition des spectres Raman expérimentaux avec ceux calculés avec WiRE 3.4 (Figure III-11.(b)) et avec R Studio (Figure III-11.(c)). De plus, les valeurs de δ, Γ et A extraites avec les deux logiciels sont également analysées.

A l'aide de ce logiciel R Studio, nous avons développé un code de calcul, en collaboration avec le Maître de Conférences F. Kauffmann du Laboratoire de Mathématiques Nicolas Oresme (LMNO) de Caen, afin d'extraire la ligne de base, la position, la largeur à mi-hauteur et l'amplitude des bandes Raman en comparant les spectres expérimentaux et ceux issus des fonctions mathématiques utilisées pour leur reconstruction.

La Figure III-11.(c) présente le spectre établi via le logiciel R Studio à partir des mêmes points expérimentaux qui ont permis de dessiner le spectre illustré sur la Figure III-11.(b). Les cercles noirs visibles sur la Figure III-11.(c) représentent les points expérimentaux, la courbe rouge correspond au spectre modélisé et la ligne de base est en bleue. La qualité de superposition des spectres expérimentaux et calculés est quantifiée par le coefficient de corrélation R^2 et est fortement dépendante de la ligne de base et du nombre de points expérimentaux. Ainsi, la Figure III-11.(c) met en évidence un coefficient de corrélation R^2 égal à 0,99 entre le spectre expérimental et le spectre calculé. Cela correspond à une bonne superposition ou un bon « fit » de ces deux spectres.

Nous remarquons que les valeurs de δ extraites à partir des spectres présentés sur les Figure III-11.(b) et Figure III-11.(c) sont égales à 568,4 et 568,5 cm^{-1}, respectivement. De la même façon, nous constatons que Γ = 3,0 cm^{-1} pour la bande Raman de la Figure III-11.(b) et 2,8 cm^{-1} Figure III-11.(c).

Dans ces conditions, l'extraction des paramètres δ et Γ sont contenus dans leur incertitude de mesure, correspondant respectivement à ± 0,1 cm^{-1} et ± 0,15 cm^{-1}.

Nous avons ainsi montré que les extractions des paramètres δ et Γ sont identiques qu'elle soit extraite avec le logiciel WiRE 3.4 ou le logiciel R Studio. De plus, le coefficient de corrélation est bon et signifie que les extractions de δ et Γ sont représentatives de la position du pic Raman et de la largeur à mi-hauteur analysées.

Nous avons donc étudié l'impact du temps d'acquisition, de la puissance du laser, de la longueur d'onde excitatrice, de la température intérieure du spectromètre, de la température et du taux d'hygrométrie de la salle de manipulation, du logiciel utilisé pour l'extraction des paramètres caractéristiques de la bande Raman étudiée sur les valeurs de δ, Γ et A afin d'évaluer la précision des mesures par spectroscopie Raman.

Cependant, nous n'avons toujours pas identifié la cause justifiant l'observation du phénomène A. Pour ces raisons, nous avons analysé l'impact de la configuration du spectromètre (mode *Static* ou *Extended*) utilisée durant les caractérisations par spectroscopie Raman.

1.2.4.2 Influence du mode de configuration du spectromètre sur l'évolution des paramètres δ et Γ des bandes Raman

Comme nous l'avons précisé au début de ce chapitre, les spectres Raman peuvent être mesurés lorsque le spectromètre Raman est configuré en mode *Static* ou en mode *Extended*.

Le mode *Static* ne permet que d'obtenir des spectres centrés sur une valeur de fréquence définie au préalable et ayant une fenêtre spectrale fixe et réduite comprise de l'ordre de 600 cm^{-1}. Par contre, le mode *Extended* permet de choisir la largeur de cette gamme spectrale de 100 à 3600 cm^{-1}. Cette configuration permet d'observer un nombre élevé de bandes Raman relatives au matériau analysé en effectuant qu'une seule acquisition. Cela permet d'éviter les défauts de juxtaposition de spectres qui peuvent exister lorsque deux spectres Raman sont effectués en mode *Static* et mesurés en choisissant deux fenêtres spectrales différentes afin d'être ensuite accolées. De plus, le mode *Extended* permet d'avoir des spectres avec un RSB plus important [179]. C'est pour ces raisons que nous avions choisi le mode *Extended* qui présente de nombreux avantages. Cependant, il nous a semblé judicieux d'étudier l'impact des modes *Static* et *Extended* sur la position de la bande Raman mesurée en utilisant des temps

d'acquisition variant entre 1 et 400 s afin d'identifier l'origine du phénomène A décrit précédemment. Cette étude est la conséquence de nombreuses discussions avec Michel Belleil, directeur commercial de Renishaw.

La Figure III-12 montre l'impact du temps d'acquisition sur les mesures de la position de la bande Raman E_2h relative au matériau GaN épitaxié sur un substrat de saphir en utilisant les configurations en mode *Static* et *Extended*.

Nous observons que la position de la bande Raman extraite à partir du spectre mesuré en configuration *Static* reste égale à 568,4 cm^{-1} quel que soit le temps d'acquisition. Par contre, δ augmente de 568,7 à 569,8 cm^{-1} lorsque le temps d'acquisition varie de 10 à 200 s, puis, reste stable lorsque le temps d'acquisition s'élève jusqu'à 400 s lorsque le spectre est réalisé en mode *Extended*.

Ainsi, nous pouvons conclure que le phénomène A est lié au mode de configuration utilisé lors de l'acquisition du spectre Raman. Nous avions vu également que le phénomène A était accompagné d'une diminution brutale de Γ avec l'augmentation de t_a. Cependant, aucune évolution Γ avec le temps d'acquisition n'est constatée lorsque le spectromètre est configuré en mode *Static*.

Nous avons également réitéré cette étude dans différentes conditions expérimentales. Ainsi, le phénomène A n'a pas été observé, en mode *Static,* que ce soit en utilisant une longueur d'onde monochromatique excitatrice de 514 nm, l'objectif x100 ou pour les puissances laser de 0,1, 0,5, 1,0, 5,0 et 10 mW.

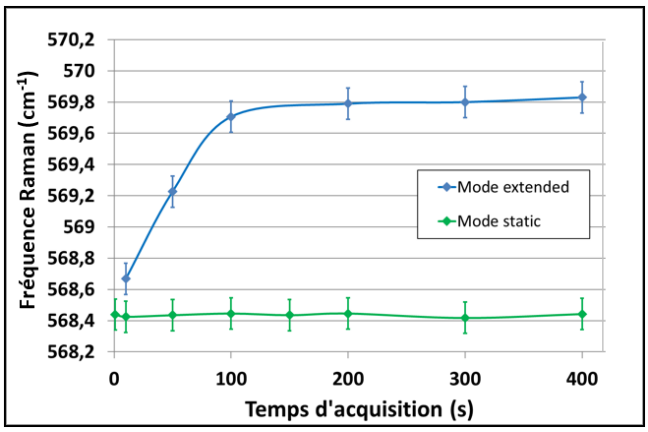


Figure III-12 : Influence du temps d'acquisition sur les mesures de fréquences Raman, lorsque l'on utilise deux modes de configurations différentes, sur un échantillon de GaN sur substrat de saphir. Conditions de mesure : température ambiante, P_{laser} = 1 mW et λ_{inc} = 633 nm.

L'existence de ce phénomène A n'a jamais été rapportée dans la littérature et n'avait pas été observée par la société Renishaw avant cette étude. Ce constat est compréhensible puisque les applications principales de la spectroscopie Raman sont essentiellement basées sur l'analyse non destructive de la composition chimique des composés et de leur structure moléculaire dans les domaines du biomédical, de la chimie pharmaceutique, des semiconducteurs, en géologie, etc... [188, 189].

Cette dérive, une fois identifiée, a donc nécessité une correction assez simple. Elle nous a néanmoins beaucoup perturbé, mais nous a permis d'approfondir nos connaissances techniques relatives à l'instrument de mesure et à son environnement.

Dans la suite de ce chapitre, tous les spectres Raman ont été obtenus en utilisant le spectromètre configuré en mode *Static* et nous avons continué à vérifier l'étalonnage de l'appareil avec la plaque de silicium.

Au vu de ces résultats, il est légitime de se demander quelle est la valeur de référence de δ qui correspond à la signature de la bande Raman E_2h. La littérature rapporte qu'à 300 K, le pic Raman E_2h relatif au GaN est situé à 567,0 cm^{-1} [190], 568,0 cm^{-1} [135], 569,0 cm^{-1} [191] ou 570,0 cm^{-1} [192]. Ces variations peuvent être en partie dues à des effets de contraintes différentes liés à la méthode de croissance des couches, l'épaisseur de la couche de GaN, la nature du substrat etc… [135]. Par exemple, l'étude de Liu *et al*. [118] a montré qu'à 300 K, la valeur de δ relative au mode Raman E_2h d'une couche de GaN contrainte par un substrat de saphir et une autre non contrainte par absence de substrat, était respectivement de 566,8 et de 567,2 cm^{-1}.

Afin d'être sûr que le matériau analysé n'est pas échauffé par le laser lorsqu'il est caractérisé en utilisant le spectromètre Raman configuré en mode *Static*, l'influence de la puissance du laser sur la position des bandes Raman a également été étudiée. Les temps d'acquisition ont été choisis de façon à extraire les valeurs de δ à partir de bandes Raman ayant des amplitudes de diffusion Raman identiques.

1.2.5 *Influence de la puissance du laser*

Dans un premier temps, nous avons caractérisé une couche de GaN épitaxiée sur un substrat de saphir en utilisant le laser délivrant une longueur d'onde de 633 nm avec une puissance de 0,1 mW, un objectif x50 LDT et le mode *Static*.

Dans un second temps, des mesures ont été réalisées en modifiant uniquement la puissance du laser (0,5, 1,0, 5,0 et 10 mW). La Figure III-13 présente l'évolution de la fréquence et de la largeur à mi-hauteur de la bande Raman E_2h relative à GaN en fonction de la puissance du laser. Pour chaque puissance du laser, le temps d'acquisition a été ajusté afin d'étudier des bandes Raman ayant une amplitude de l'ordre de 20 000 u.a.

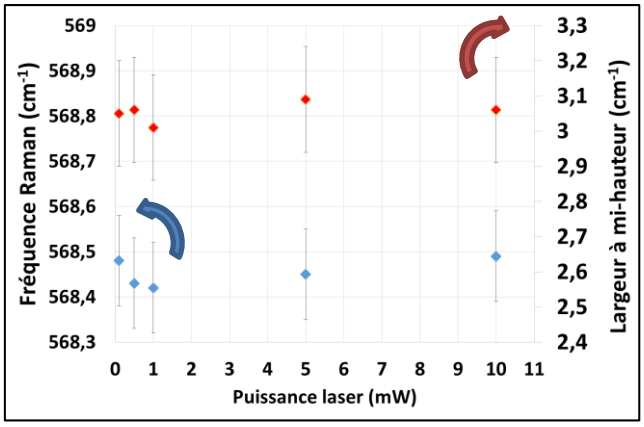


Figure III-13 : Influence de la puissance du laser sur la fréquence et la largeur à mi-hauteur des spectres, d'un échantillon GaN/saphir (λ_{laser} = 633 nm, objectif x50, temps d'acquisition variable, mode *Static*).

La Figure III-13 montre que la fréquence et la largeur à mi-hauteur de la bande Raman sont quasiment constantes lorsque l'on tient compte de l'incertitude de mesure. Ces paramètres sont donc indépendants de la variation de la puissance du laser et démontrent qu'il n'y a pas d'échauffement local du laser sur l'échantillon [10].

Dans cette partie, nous avons analysé l'influence de la puissance du laser émettant une longueur d'onde de 633 nm, de la température et de l'humidité de l'environnement dans lequel sont effectuées les mesures par spectroscopie Raman, du temps d'acquisition, de la configuration du spectromètre sur δ, Γ et A de la bande Raman E_2h relative au GaN. Nous avons alors défini les conditions expérimentales optimales pour obtenir des spectres Raman les plus répétables possibles qui sont les suivantes :

- un laser délivrant une longueur d'onde excitatrice de 633 nm est choisi car le laser délivrant une longueur d'onde de 514 nm engendre une augmentation de la température de la pièce au cours de la mesure,
- tous les spectres Raman sont réalisés avec un spectromètre configuré en mode S*tatic*,
- il est nécessaire de laisser le spectromètre Raman et le laser fonctionner durant 4 heures avant d'effectuer les caractérisations Raman. Ainsi, une stabilité thermique de l'appareil et de la pièce est atteinte,
- il est important de ré-étalonner régulièrement le spectromètre Raman au cours de la journée, afin de vérifier que le système ne dérive pas,
- il faut utiliser le même objectif pour réaliser la courbe reliant l'évolution de δ avec la température du matériau analysé, c'est-à-dire l'objectif x50 (0,50).

Nous allons maintenant évaluer l'incertitude des mesures Raman en prenant en compte ces conditions expérimentales.

1.3 Évaluation de l'incertitude des mesures Raman

Afin d'évaluer les incertitudes de mesures lorsque les spectres Raman sont réalisés dans les conditions expérimentales décrites précédemment, nous avons caractérisé cinquante fois par spectroscopie Raman la même zone du même échantillon. Nous avons défocalisé et refocalisé le microscope du spectromètre entre chaque mesure.

Toutes ces mesures ont été effectuées sur une hétéroépitaxie GaN/saphir et sur un substrat de Si (111) portés à des températures de 30 et 200 °C. A chaque fois les temps d'acquisition ont été ajustés afin d'obtenir des bandes Raman ayant les mêmes amplitudes.

Ainsi l'échantillon GaN/saphir a été analysé en utilisant une longueur d'onde excitatrice de 633 nm, un objectif ayant un grossissement x50 et une longue distance de travail, une puissance laser de 9,5 mW, un temps d'acquisition de 50 s et le spectromètre a été configuré en mode *Static*. Pour le substrat de Si (111), les mêmes paramètres expérimentaux ont été utilisés à l'exception du temps d'acquisition pris à 10 s.

La Figure III-14 présente la variation δ(Si), qui est la position de la bande Raman attribuée à la liaison Si-Si du substrat de Si (111) et δ(GaN), qui correspond au mode Raman E_2h du GaN, issue de la structure GaN/substrat en fonction du nombre d'acquisitions lorsque la température de travail est maintenue à 30 ou 200 °C, respectivement.

Nous constatons que δ(Si) est quasiment égale à 520,9 et 517,0 cm^{-1} quel que soit le nombre d'acquisitions lorsque les températures du substrat de Si (111) sont égales à 30 et à 200 °C, respectivement. Dans le même temps, δ(GaN) de la structure GaN/Saphir reste identique à 568,4 et 566,8 cm^{-1} respectivement pour les températures de 30 et 200 °C. A partir de ces résultats, un écart type sur les valeurs de δ(Si) et de δ(GaN) a été calculé aussi bien lorsque la température des wafers est de 30 ou 200 °C.

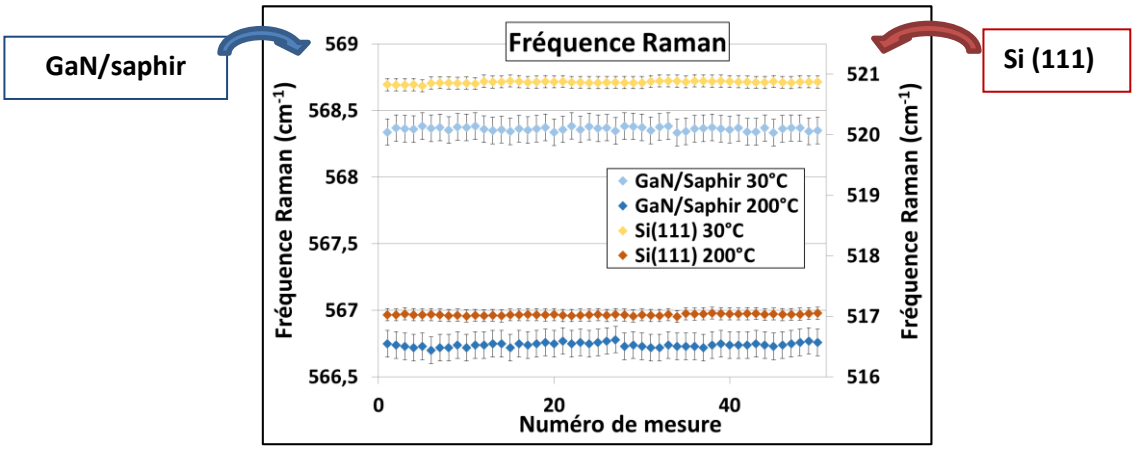


Figure III-14 : répétabilité des mesures de fréquence Raman en configuration « *static* » pour le GaN/saphir et pour Si (111) à 30 et 200 °C.

Le Tableau III-4 montre que l'écart type des valeurs successives de δ(Si) et δ(GaN) à partir des spectres Raman est égal à ± 0,02 cm^{-1}, que la température des matériaux semiconducteurs soit de 30 ou 200 °C. Tandis que l'écart type de Γ(GaN) et Γ(Si) est respectivement de 0,04 et 0,03 cm^{-1}.

Echantillons (pour 30 et 200 °C)	GaN/saphir	Si (111)
Ecart type δ (cm^{-1})	± 0,02	± 0,02
Ecart type Γ(cm^{-1})	± 0,04	± 0,03

Tableau III-4 : Résultats numériques des mesures de répétabilité obtenues sur la Figure III-14.

D'après ces résultats, nous pouvons constater une répétabilité satisfaisante des mesures de δ et de Γ, et une incertitude plus fine de la mesure de δ. Toutefois, ces mesures représentent un cas idéal car les échantillons utilisés sont larges, alors qu'en condition réelle sur le Golden Unit, les métallisations et les dimensions étroites du canal abaissent la précision des mesures. De plus, les mesures concernant le Tableau III-4 ont été réalisées alors que la température de la salle d'expérimentation n'avait varié que de ± 1 °C. Nous avons réitéré ce protocole à température ambiante et en ré-étalonnant régulièrement l'appareil, et avons obtenu une incertitude de mesure proche de ± 0,1 cm^{-1}.

Pour le reste de ce manuscrit, nous garderons les incertitudes de mesure de δ et Γ à 0,1 et 0,15 cm^{-1} respectivement.

Cependant, le protocole dont les résultats ont été présentés sur la Figure III-14 a nécessité l'emploi de la cellule thermique Linkam TS 1500. Elle est également utilisée pour réaliser la courbe de calibration qui traduit l'évolution de δ en fonction de la température et qui est une étape importante du protocole

expérimental menant à l'extraction de la température d'auto-échauffement des composants polarisés, comme nous l'avons indiqué dans la partie 1.1.1.5. Pour ces raisons, nous avons vérifié si la température est homogène à l'intérieur de la cellule Linkam TS 1500.

1.4 Évaluation de l'incertitude de mesure de la cellule thermique

Pour vérifier l'homogénéité du chauffage, le fond du creuset en alumine a été caractérisé par spectroscopie Raman à différents endroits schématisés sur la Figure III-15. Cette étude a été effectuée pour des températures de 20, 100 et 200 °C.

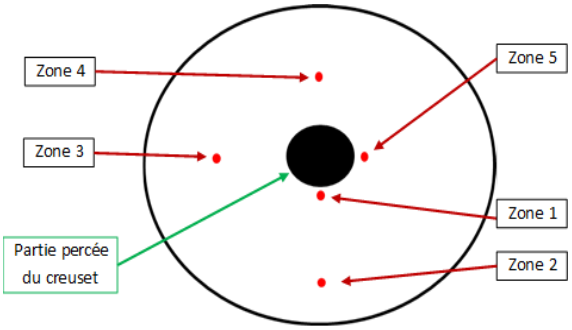


Figure III-15: Schéma de la cartographie du creuset avec mise en évidence des zones sondées.

La Figure III-16 présente le spectre Raman du fond du creuset de la cellule Linkam TS 1500 mesuré à température ambiante sur la zone 1 de la Figure III-15. Les mesures ont été réalisées avec une longueur d'onde excitatrice de 633 nm, un laser délivrant une puissance de 1,0 mW, un objectif ayant un grossissement x50 et une grande distance de travail, un temps d'acquisition de 1 s et le spectromètre configuré en mode *Static*.

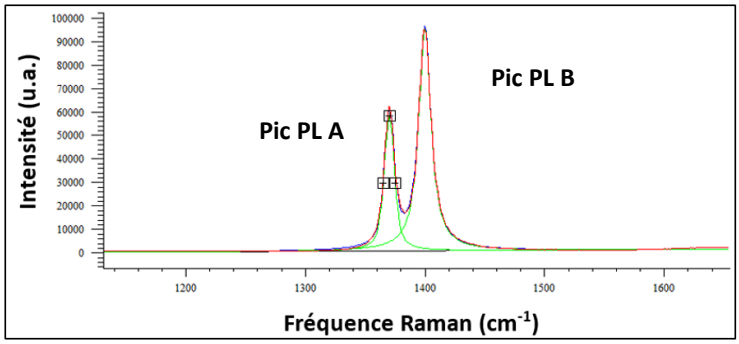


Figure III-16 : Spectre correspondant à deux pics PL de l'alumine du creuset.
Conditions : λ_{inc} = 633 nm, temps d'acquisition =1 s, P_{laser} = 1,0 mW, objectif x50 et en mode *Static*.

On constate la présence de deux bandes situées à 1370 et 1400 cm^{-1}. Dans la littérature, ces pics sont attribués à l'alumine (Al_2O_3), matériau caractéristique du fond du creuset [193, 194]. Cependant, lorsque nous avons réitéré ces mesures en choisissant une autre longueur d'onde excitatrice, λ_{inc} = 514 nm, ces raies n'apparaissaient plus. Ce constat signifie qu'en réalité ces raies sont des signaux de photoluminescence (PL) de l'alumine, excitées avec l'énergie spécifique délivrée par le laser émettant à

633 nm, et non à des bandes Raman comme il est spécifié dans la littérature [193, 194]. Dans la suite de cette partie, nous nommerons les bandes situées à 1370 et 1400 cm^{-1} les pics PL A et PL B, respectivement. Nous précisons ici que nous avons pu mettre en évidence ce phénomène suite aux conseils du Directeur de Recherche Michel Mermoux (Grenoble INP), rapporteur de cette thèse.

Une série de trois spectres a été mesurée pour chacune des zones, afin d'évaluer la répétabilité des mesures obtenues à 20 °C et de calculer les valeurs moyennes de la fréquence des pics PL correspondant au fond du creuset, comme le présente la Figure III-17.

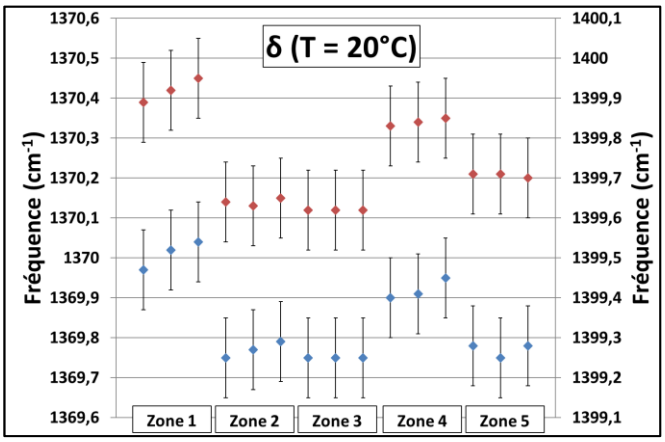


Figure III-17 : Fréquences des pics PL A et PL B, respectivement en bleu et rouge, mesurés sur différentes régions sondées au sein du creuset de la platine Linkam TS 1500.

D'après cette figure, nous pouvons noter tout d'abord une bonne répétabilité des mesures au sein de chacune des zones. Cependant, nous pouvons observer des écarts de fréquence significatifs et supérieurs aux incertitudes de mesure lorsque l'on compare la zone 1 et les zones 2, 3 et 5. Ces différences de fréquence sont observées pour les deux pics caractéristiques de l'alumine constituant le creuset de la Linkam TS 1500. Ce phénomène peut s'expliquer par l'existence d'états de contraintes différents selon les zones caractérisées [119]. Cependant, l'évolution de la position des pics PL en fonction de la température doit être la même pour chacune de ces positions. Par conséquent, nous avons réitéré ces mesures aux mêmes endroits pour des températures de 100 et 200 °C afin de comparer l'évolution des fréquences PL caractéristiques des 5 zones de la cellule Linkam TS 1500 en fonction de la température.

La Figure III-18 présente la variation de la position des pics PL A ($\Delta\delta_A$) et PL B ($\Delta\delta_B$) attribués à l'alumine lorsque la température du creuset varie de 20 à 100 °C (Figure III-18.(a)) puis quand elle augmente de 20 à 200 °C (Figure III-18.(b)).

La Figure III-18.(a) met en évidence que $\Delta\delta_A$ et $\Delta\delta_B$ sont respectivement égaux à 11,7 cm^{-1} et à 12,0 cm^{-1} lorsque la température varie de 20 à 100 °C pour les zones 1, 2, 4 et 5. Par contre, la valeur de $\Delta\delta_A$ est de 12,1 et celle de $\Delta\delta_B$ est de 12,4 cm^{-1} dans la zone 3. De la même façon, l'évolution de la position des pics PL A et PL B a été étudiée lorsque la température de la cellule varie de 20 à 200 °C. Ainsi, la Figure III-18.(b) montre que $\Delta\delta_A$ = 27,5 cm^{-1} et $\Delta\delta_B$ = 28,4 cm^{-1} pour les zones 1, 2 et 4. Dans le même temps, $\Delta\delta_A$ = 28,3 cm^{-1} et $\Delta\delta_B$ = 29,2 cm^{-1} pour la zone 3, 27,3 et 28,0 cm^{-1} pour la zone 5. Ces résultats montrent que le chauffage n'est pas strictement homogène à l'intérieur du creuset de la cellule Linkam TS 1500. Ces hétérogénéités peuvent être liées à la présence de défauts microscopiques dans le creuset.

Pour ces raisons, il est impératif d'analyser l'impact de ces défauts sur le chauffage d'un matériau à l'intérieur de la cellule en température.

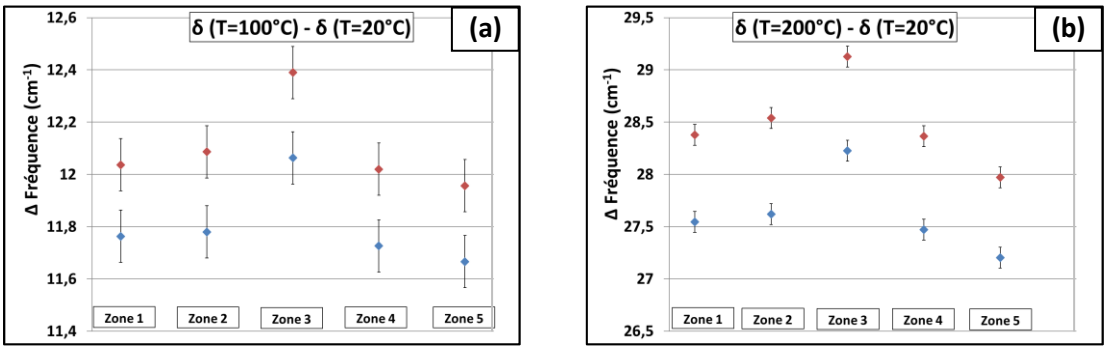


Figure III-18 : Écarts de la position des pics PL A et PL B, respectivement en bleu et rouge, entre (a) 20 et 100 °C et (b) 20 et 200 °C, extraits pour les zones 1 à 5.

Par conséquent, nous avons placé un substrat de Si (111) dans la cellule Linkam TS 1500, que nous avons caractérisé par spectroscopie Raman à des températures de 20, 100 et 200 °C. Les zones du substrat de silicium analysées sont celles situées au-dessus des 5 zones présentées sur la Figure III-15.
Ces mesures ont été réalisées en utilisant une longueur d'onde excitatrice de 633 nm, un laser délivrant une puissance de 10 mW, un objectif ayant un grossissement x50 et une grande distance de travail, un temps d'acquisition de 10 s et en configurant le spectromètre en mode *Static*.

La Figure III-19 présente la variation de la position de la bande Raman localisée à 521,0 cm^{-1} et attribuée au silicium lorsque la température du creuset varie de 20 à 100 °C (Figure III-19.(a)) puis de 20 à 200 °C (Figure III-19.(b)).

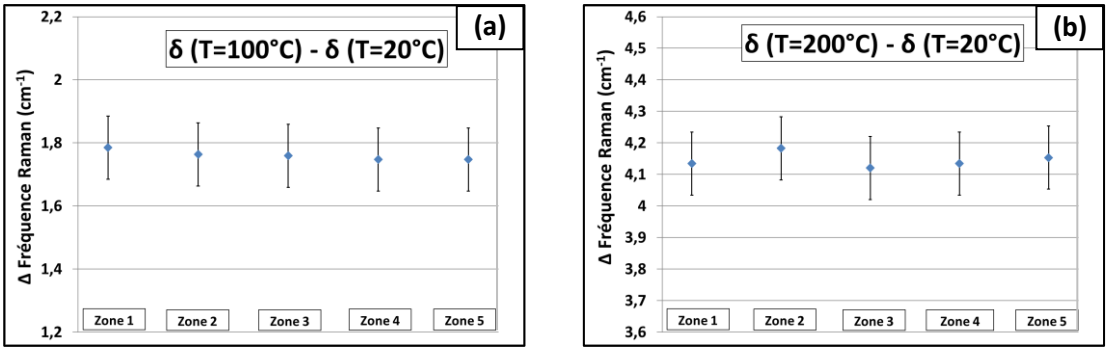


Figure III-19 : Écarts de la position de la raie Stokes du Si (111), entre (a) 20 et 100 °C et (b) 20 et 200 °C, extraits à partir des zones 1 à 5. Conditions : λ_{inc} = 633 nm, objectif x50 LDF, P_{laser} = 10 mW, temps d'acquisition = 10 s et en mode *Static*.

La Figure III-19 montre que le décalage de δ(Si) induit par la variation de la température du creuset de 20 à 100 °C dans un premier temps (Figure III-19.(a)), et celle de 20 à 200 °C dans un deuxième temps (Figure III-19.(b)), est quasiment la même pour toutes les zones analysées. Nous pouvons donc conclure que la température du substrat de silicium positionné dans la cellule Linkam TS 1500 est quasiment homogène malgré les hétérogénéités détectées sur le fond du creuset. Nous pouvons ainsi considérer que la cellule thermique n'ajoute pas d'incertitudes de mesure significatives sur les valeurs de δ, Γ et A des raies Raman des matériaux analysés.

Dans cette partie de métrologie nous avons commencé par décrire les éléments constitutifs du spectromètre Raman et la cellule Linkam TS 1500 utilisée pour la réalisation des courbes de calibration. Ensuite, l'impact des paramètres environnementaux (température et taux d'hygrométrie de la salle de caractérisation par spectroscopie Raman) et inhérents à l'appareil (longueur d'onde excitatrice, puissance laser, temps d'acquisition…) sur les valeurs de δ, Γ et A des bandes Raman caractéristiques des matériaux étudiés. Cela nous a permis de définir les conditions expérimentales permettant d'effectuer des mesures les plus répétables possibles. Enfin, nous avons évalué l'incertitude de mesure engendrée par notre protocole expérimental à ± 0,1 cm^{-1}.

Nous utiliserons ces conditions et incertitudes de mesure dans la suite de ce chapitre, la prochaine partie portera sur les calibrations en température de nos échantillons.

2 Calibrations en température

La calibration en température est une étape capitale pour la caractérisation thermique des composants, et consiste à déterminer la relation corrélant la variation de position de la bande Raman Stokes, caractéristique d'un matériau donné, avec la variation de la température de celui-ci.

2.1 Comparaison de différentes courbes de calibration à base de GaN

Ce paragraphe est consacré à l'analyse de l'impact de la structure des composants de la filière GaN sur les courbes de calibration. Par conséquent, nous avons analysé l'impact de la température sur l'évolution de la position de la bande Raman E_2h relative au GaN constituant les hétérostructures GaN/saphir, AlGaN/GaN/saphir, AlInN/GaN/saphir, AlGaN/GaN/SiC-6H (Golden Unit) et AlGaN/GaN/Si (111) décrites sur la Figure III-20 et que nous avons nommées respectivement échantillons 1, 2, 3, 4 et 5. Toutes ces hétérostructures sont non intentionnellement dopées.

Il est important de préciser que nous disposons de très peu d'informations concernant l'échantillon 4 car il provient du commerce. Les autres échantillons sont constitués d'un substrat saphir (0001) ou Si (111), sur lesquels les couches de GaN, d'AlGaN/GaN ou d'AlInN/GaN sont déposées par MOCVD ("*Metal Organic Chemical Vapor Deposition*" en anglais pour « épitaxie en phase vapeur aux organométalliques »).

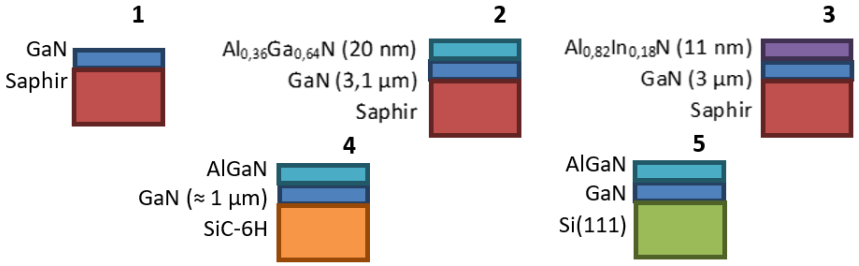


Figure III-20 : Structure des 5 échantillons analysés.

La Figure III-21 présente les spectres Raman à 20 et 200 °C de l'échantillon 2. Les spectres Raman des échantillons 1 et 3 sont très proches de ceux exposés sur la Figure III-21, et possèdent les mêmes raies

correspondant au GaN et au saphir avec des amplitudes similaires. Nous décrirons les spectres des échantillons 4 et 5 plus loin au cours de ce chapitre.

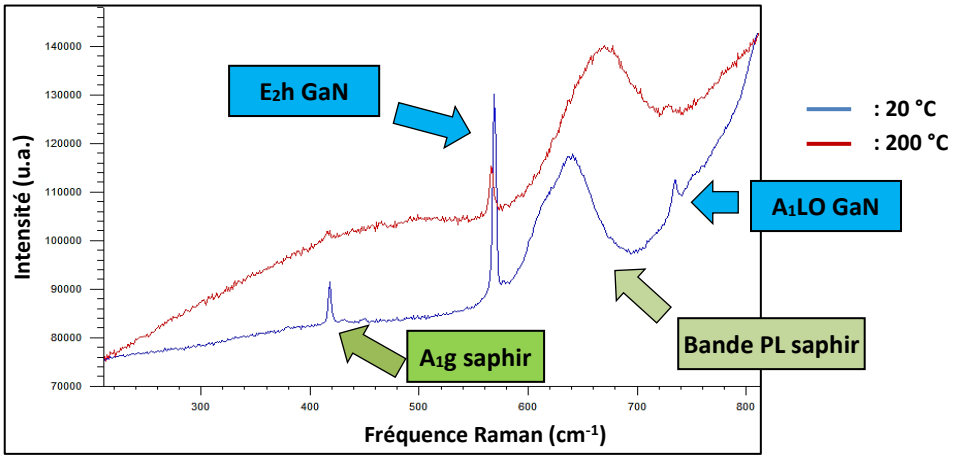


Figure III-21 : Spectres Raman à 20 et 200 °C de l'échantillon 2, AlGaN/GaN sur substrat saphir. Conditions : λ_{inc} = 633 nm, temps d'acquisition = 60 s, P_{laser} = 10 mW, objectif x50 et en mode *Static*.

Sur cette figure, nous constatons la présence de 3 raies Raman Stokes situées à :

- 568 cm^{-1} (E_2h) et 734 cm^{-1} (A_1LO) pour le GaN [135, 190].
- 417 cm^{-1} (A_1g) pour le saphir (α-Al_2O_3) [195, 196].
- Nous observons également une large bande à 646 cm^{-1} correspondant à une émission de photoluminescence (PL) spécifique au saphir et au laser émettant à 633 nm. En effet, elle n'est pas visible avec le laser émettant à 514 nm.

A partir de ces spectres, nous remarquons à 200 °C une forte diminution des amplitudes des pics situés à 418 et 734 cm^{-1}, ce qui rend difficile l'établissement de courbes de calibration en température. Dans ces conditions, la raie E_2h est la plus exploitable à 200 °C.

Nous avons donc réalisé une courbe de calibration pour les 5 échantillons schématisés sur la Figure III-20 en analysant l'évolution de la position de la bande Raman E_2h issue des couches de GaN et de l'AlGaN. Pour cela, chaque échantillon a été placé dans la cellule thermique Linkam TS 1500, puis trois spectres Raman ont été réalisés à chaque température variant de 20 à 300 °C par pas de 20 °C.

Une fois la température de consigne de la cellule thermique atteinte, nous avons attendu 8 minutes avant de réaliser le premier spectre Raman. Le temps d'acquisition a été ajusté pour chaque échantillon de telle sorte que l'amplitude de la bande Raman soit supérieure à 8 000 coups. Ainsi, le temps d'acquisition fut de 40 s pour les échantillons 3 et 5, de 60 s pour les échantillons 1 et 2 et de 200 s pour l'échantillon 4.

La Figure III-22 présente les courbes de calibration reliant la position du pic Raman E_2h en fonction de la température pour les cinq échantillons.

Afin de vérifier la linéarité des courbes $\delta = f(T)$ obtenues pour les 5 échantillons, nous avons représenté la régression linéaire de chaque courbe de calibration sur la Figure III-22. Nous constatons qu'aucune courbe de calibration n'est linéaire et semble plutôt avoir un comportement exponentiel, ce qui est cohérent avec la théorie [112, 197]. Il est important de noter que dans la littérature, l'évolution de

δ (E_2h) du GaN est régulièrement considérée comme étant linéaire avec l'augmentation de la température [98, 141, 198]. Cela prouve que la température d'un composant électronique, extraite en considérant une évolution linéaire des courbes δ = f(T), peut être entachée d'erreurs.

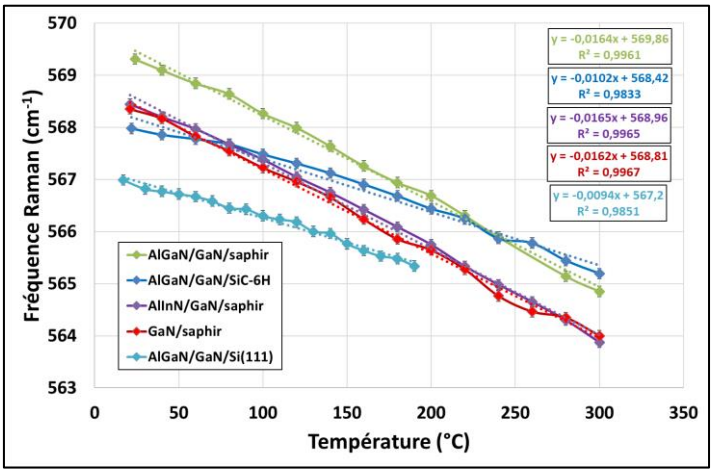


Figure III-22 : Courbes de calibration du mode E_2h du GaN des 5 échantillons.

Cependant, nous avons comparé nos mesures expérimentales avec celles rapportées dans la littérature en considérant nos courbes de calibration quasi-linéaire. C'est-à-dire en supposant que δ varie avec la température selon la relation suivante :

$$\Delta\delta = A.T + B \qquad \textbf{Eq. III-3}$$

A (cm^{-1}/°C) et B (cm^{-1}) sont des constantes qui correspondent respectivement à la pente de la droite et à l'ordonnée à l'origine. Nous avons estimé l'incertitude de la pente (± 0,001 cm^{-1}/°C) en prenant en compte l'incertitude de la cellule thermique (± 1 °C) et des mesures de fréquence Raman (± 0,1 cm^{-1}), sur l'intervalle de température étudié.

La Figure III-22 met en évidence que les valeurs de A et de B sont dépendantes du substrat et de la nature des couches semiconductrices constituant les hétérostructures analysées. En effet, les valeurs de A sont proches de - 0,016 ± 0,001 cm^{-1}/°C pour les échantillons 1, 2 et 3 tandis qu'elles sont de l'ordre de - 0,010 ± 0,001 cm^{-1}/°C pour les échantillons 4 et 5. De même, les valeurs de B sont égales à 569,0 ; 569,9 ; 568,8 ; 568,4 et 567,2 cm^{-1} pour les échantillons 1, 2, 3, 4 et 5, respectivement.

Cependant, nous notons que les valeurs de A déterminées pour les hétérostructures AlGaN/GaN et AlInN/GaN épitaxiées sur un substrat de saphir (échantillons 2 et 3) sont semblables contrairement à celles obtenues pour les hétérostructures AlGaN/GaN réalisées sur un substrat de SiC (échantillon 4) et sur un substrat de silicium (échantillon 5). Ces observations montrent l'influence des propriétés spécifiques du substrat sur l'évolution du comportement thermique de δ (E_2h) du GaN. En effet, le désaccord de maille entre les substrats en saphir, silicium et SiC-6H et le GaN étant de 33, 41 et 4% [199], respectivement, l'état de contrainte existant au sein de l'hétérostructure AlGaN/GaN est fortement dépendante de la nature du substrat [87, 141]. Par conséquent, cela peut justifier les différentes valeurs de B présentées sur la Figure III-22. Il est important de noter que le coefficient de dilatation thermique des substrats en saphir [200], en silicium [201] et en SiC [202] est égal à 7,5x10^{-6}, 2,6x10^{-6} et 4,3x10^{-6} K^{-1}, respectivement.

Ainsi, les contraintes mécaniques produites entre le substrat et la couche de GaN sont susceptibles d'évoluer avec l'élévation de la température [203].

Ces résultats sont cohérents avec ceux rapportés dans la littérature puisque de nombreuses publications expriment que les différences entre les valeurs de B peuvent également être expliquées par des effets d'états de contraintes, inhérentes aux structures épitaxiées, susceptibles de provenir de divers facteurs tels que [110, 120, 203, 204] :

- la différence de nature du substrat,
- la technique de croissance utilisée,
- la présence d'une couche de nucléation entre le GaN et le substrat,
- la qualité des couches et des interfaces GaN/substrat et AlGaN/GaN ou AlInN/GaN.

Le Tableau III-5 présente une comparaison entre les valeurs de A et B déterminées expérimentalement et celles issues de plusieurs études publiées.

Echantillon 1		Echantillon 2		Echantillon 3		Echantillon 4		Echantillon 5	
A (cm^{-1}/°C)	B (cm^{-1})	A (cm^{-1}/°C)	B (cm^{-1})	A (cm^{-1}/°C)	B (cm^{-1})	A (cm^{-1}/°C)	B (cm^{-1})	A (cm^{-1}/°C)	B (cm^{-1})
- 0,016 ± 1.10^{-3}	**569,0 ± 0,1**	**- 0,016 ± 1.10^{-3}**	**569,9 ± 0,1**	**- 0,017 ± 1.10^{-3}**	**568,8 ± 0,1**	**- 0,010 ± 1.10^{-3}**	**568,4± 0,1**	**- 0,009 ± 1.10^{-3}**	**567,2 ± 0,1**
- 0,016 ± 4.10^{-3} [118]	567,0 ± 1 [118]	- 0,014 ± $2,7.10^{-3}$ [205]	567,2 ± 0,5 [205]					- 0,010 [206]	567,0 ± 0,02 [206]
- 0,014 [112]	567,1 [112]	- 0,017 ± $4,4.10^{-4}$ [87]	568,6 ± 0,02 [87]						
- 0,018 ± $3,5.10^{-3}$ [207]	569,1 ± 0,5 [207]								
- 0,014 ± $5,3.10^{-3}$ [208]	568,0 ± 0,5 [208]								

Tableau III-5 : Valeur des constantes A et B pour chaque échantillon, issue de nos résultats (en rouge) et de la littérature (en noir).

Nous remarquons que les valeurs de A déterminées expérimentalement sont en accord avec celles de la littérature pour toutes les hétérostructures excepté l'échantillon 3. En effet, aucune référence bibliographique ne présente d'études concernant l'évolution de la position de la bande Raman E_2h provenant du GaN de l'hétérostructure AlInN/GaN en fonction de la température.

Pour notre application, des différences de pente engendrent des différences de résolution de la température. En effet, une pente moins élevée induit une plus faible précision de mesure de la température. Si l'on prend une incertitude de mesure de 0,1 cm^{-1}, usuellement utilisée [53], alors nous obtenons les résolutions en température du Tableau III-6.

N° de l'échantillon	1	2	3	4	5
Valeur de la pente A (cm^{-1}/K)	- 0,016	- 0,016	- 0,017	- 0,010	- 0,0094
Résolution en température (K)	± 6	± 6	± 6	± 10	± 11

Tableau III-6 : Résolution en température des différents échantillons.

Tous ces résultats montrent que la courbe de calibration est intrinsèquement dépendante de la nature du substrat, de l'épaisseur et de la composition des couches semiconductrices constituant l'hétérostructure. Ainsi, il est impératif de réaliser une courbe de calibration sur un échantillon dont la structure est identique à celle du composant que l'on souhaite caractériser thermiquement.

Malgré une cohérence des résultats présentés dans ce paragraphe avec ceux exposés dans la littérature, et certains coefficients R^2 supérieurs à 0,99, nous pensons que les courbes de calibration n'épousent pas suffisamment les points expérimentaux entre l'ambiante et 50 °C, afin d'exploiter de façon efficace la technique de thermométrie par le décalage de la fréquence de la raie Stokes. En effet, cette dernière repose sur la détermination de l'échauffement du composant à partir d'un état de référence, usuellement attribué à la température ambiante. Par conséquent, si les points expérimentaux au voisinage de la température de l'état de référence ne sont pas contenus dans la courbe de calibration, alors l'estimation de ΔT renverra à un résultat qui sera faussé.

Pour ces raisons, nous avons essayé de modéliser l'évolution de δ (E_2h) du GaN avec la température en utilisant une loi de puissance.

2.2 Établissement des courbes de calibration à partir de modèles de régression non-linéaires

Comme nous l'avons précisé au début de cette partie, les évolutions des courbes δ = f(T) illustrées sur la Figure III-22 et extraites expérimentalement ne sont pas linéaires, il donc est nécessaire de les représenter à l'aide d'un modèle de régression non linéaire sous forme de puissance afin de caractériser ces allures avec le plus de précision possible. Nous avons choisi d'utiliser la loi suivante :

$$\delta(T) = A.T^B + C \qquad \textbf{Eq. III-4}$$

Avec δ (cm^{-1}) la position de la raie et T (°C) la température correspondante. Les termes A ($°C^{-B}.cm^{-1}$), B (sans unité) et C (cm^{-1}) sont des constantes déterminées par fit, à partir des mesures expérimentales. La Figure III-23 présente la superposition des points expérimentaux de δ (E_2h) du GaN des 5 échantillons et les courbes modélisées selon l'Eq. III-4. Les paramètres de fit des différentes courbes ainsi que les coefficients de corrélation R^2 sont regroupés dans le Tableau III-7. Les coefficients de corrélation R^2 étant tous supérieurs à 0,99, nous estimons que les fonctions mathématiques traduisent bien le comportement de δ avec la température.

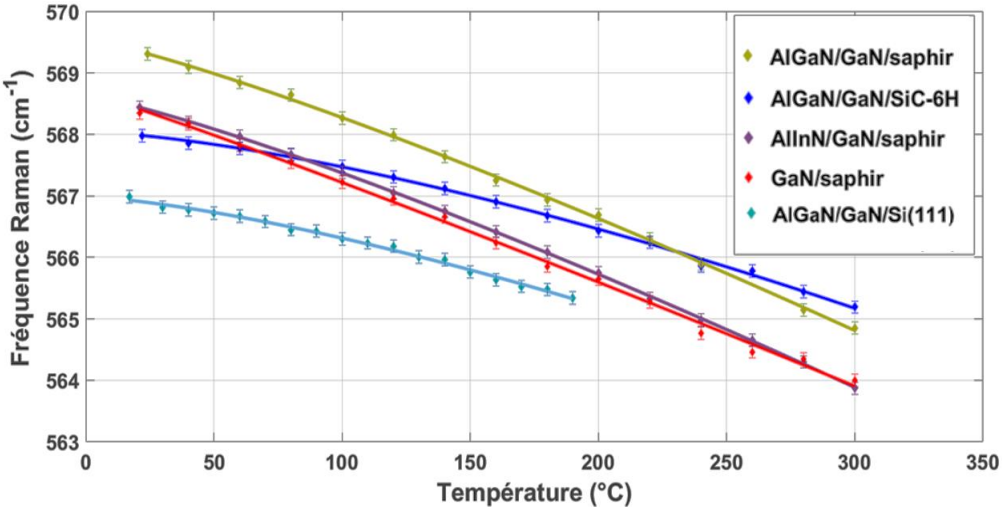


Figure III-23 : Courbes de calibration du mode E_2h du GaN des 5 échantillons.

Echantillon	1	2	3	4	5
A ($°C^{-B}.cm^{-1}$)	-0,01023	-0,005079	-0,004763	-0,0006668	-0,001028
B (sans unité)	1,077	1,199	1,210	1,467	1,408
C (cm^{-1})	568,7	569,5	568,6	568,0	567,0
R^2	0,9972	0,9993	0,9998	0,9982	0,9947

Tableau III-7 : Paramètres de fit des relations δ = f(T) et les coefficients de corrélation R^2 associés pour chaque échantillon.

Dans cette partie nous avons étudié le comportement du paramètre δ du mode de vibration E_2h du GaN en fonction de la température, et nous avons mis en évidence l'impact du choix du substrat et de la structure des couches semiconductrices constituant les hétérostructures analysées. Nous avons comparé nos mesures expérimentales avec celles issues de la littérature. Elles sont bien corrélées. Enfin, nous avons utilisé un modèle de régression non linéaire pour simuler les allures $\delta(E_2h) = f(T)$ avec une meilleure précision. Nous utiliserons celui de l'échantillon N°4, correspondant à un échantillon jumeau du Golden Unit (AlGaN/GaN/SiC) retiré de son embase dans la prochaine partie, qui portera sur la caractérisation thermique de celui-ci.

3 Caractérisation thermique du Golden Unit

Les mesures de température utilisant la spectroscopie Raman sont donc basées sur la modification de l'énergie des phonons avec la température qui est observée à partir de l'analyse du décalage de la position de la bande Raman Stokes induit par l'élévation de température. Cependant, la précision de cette technique est sujette à des erreurs engendrées par des stress mécaniques qui se développent lorsque les composants électroniques sont polarisés en mode opérationnel et qui sont le résultat d'effets thermoélastiques et d'effets piézoélectriques [119].

Comme nous l'avons mentionné précédemment, cette technique nécessite l'établissement d'une courbe de calibration afin de traduire la variation de la position du pic Raman Stokes en une variation de température. En pratique, la courbe de calibration est obtenue en réalisant un chauffage isotherme de

l'échantillon (une hétérostructure AlGaN/GaN épitaxiée sur un substrat de saphir, de silicium ou de carbure de silicium selon les cas) puis en établissant la courbe $\delta = f(T)$.

Lors de la calibration de l'hétérojonction AlGaN/GaN, il y a une évolution inhérente du stress thermoélastique engendré par les différences entre les coefficients de dilatation thermique caractérisant chacune des couches constituant l'hétérostructure analysée. L'ampleur selon laquelle ce stress se développe peut affecter les courbes de calibration qui peuvent être différentes suivant les structures AlGaN/GaN étudiées. Effectivement, les états de contrainte existants au sein des hétérostructures AlGaN/GaN sont fortement dépendants non seulement de la nature du substrat et du procédé technologique utilisés lors de la croissance des couches semiconductrices mais aussi de la qualité de l'interface AlGaN/GaN. Par conséquent, une courbe de calibration sera strictement validée si l'état de contrainte de la structure utilisée pour la calibration est strictement identique à celui du composant caractérisé thermiquement, afin de prendre en compte l'ensemble des interfaces présentes dans l'hétérostructure (passivation, métallisation…).

De plus, lorsque la température d'auto-échauffement d'un transistor en mode opérationnel est mesurée, le chauffage localisé cause une distribution de température différente en comparaison de celle existant lors du chauffage isotherme utilisé durant la calibration. En outre, cet échauffement local est susceptible de causer des contraintes thermoélastiques localisées, dues aux dilatations thermiques induites plus intenses qu'au sein du reste de la couche (i.e. de GaN) [143]. Ainsi, la distribution de contrainte thermoélastique mise en jeu lorsque le composant est polarisé diffère de celui existant lors de la calibration. Par conséquent, ces différences peuvent induire des erreurs lors de l'extraction de la température à partir du décalage de la bande Raman Stokes.

Il est possible de s'affranchir de ces problèmes de stress en étudiant l'évolution du rapport entre l'amplitude de la bande Raman Stokes et celle de la bande Raman anti-Stokes en fonction de la température. Cependant, cette technique est difficile à mettre en œuvre parce que l'amplitude du pic Raman anti-Stokes est faible et ce, d'autant que la température augmente, ce qui nécessite l'utilisation de temps d'acquisition élevés pour obtenir des signaux exploitables. De plus, cette technique nécessite l'utilisation d'un filtre Notch qui est onéreux et qui se dégrade rapidement.

Beechem *et al.* [116] se sont focalisés sur la dépendance de la largeur à mi-hauteur de la bande Raman Stokes avec la température, et ont montré qu'elle serait peu sensible au stress mécanique existant au sein des composants à base de silicium. Dans ces conditions, il est possible d'extraire une température plus précise qu'avec le suivi de δ même si les stress thermoélastiques évoluent. Cependant, il n'est pas certain que cette méthode soit utilisable pour les composants à base de GaN parce que la largeur à mi-hauteur de la bande Raman pourrait être influencée par les effets piézoélectriques [119]. De plus, nous avons montré dans la première partie de ce chapitre que l'incertitude de mesure de la largeur à mi-hauteur est plus élevée que celle de la position de la fréquence Raman.

Ainsi, l'état de stress global d'un composant fonctionnant en mode opérationnel est issu de la combinaison du stress thermoélastique, des contraintes provenant des différentes interfaces (passivation, métallisation…) et d'un effet d'inversion de l'effet piézoélectrique existant au sein des hétérostructures AlGaN/GaN [119, 141, 143, 209].

Pour toutes ces raisons, il est donc impératif d'analyser l'impact de ces contraintes mécaniques sur les spectres Raman car ils pourraient engendrer une mauvaise estimation de la température d'auto-échauffement des composants en fonctionnement.

3.1 Influence des contraintes mécaniques sur le spectre Raman

Afin d'évaluer l'impact de ces effets de stress sur la détermination de la température en fonctionnement, Beechem *et al.* [119] ont comparé des températures d'auto-échauffement de transistors AlGaN/GaN polarisés qui ont été déterminées à partir de la position, la largeur à mi-hauteur de la bande Raman Stokes et du rapport des amplitudes de la bande Raman Stokes (I_S) et anti-Stokes (I_{AS}).

3.1.1 *Impact des effets de stress induits mécaniquement sur le spectre Raman du matériau analysé*

Beechem *et al.* [119] ont mis en évidence qu'un stress mécanique en compression appliqué sur une structure AlGaN/GaN/SiC induit une augmentation de la position de la bande Raman Stokes E_2h relative au GaN alors qu'une augmentation de température implique une diminution de celle-ci. Dans ces conditions, la détermination des températures des transistors en fonctionnement extraites à partir du décalage du pic Raman E_2h est sous-estimée. De la même façon, ils ont montré que $\frac{I_S}{I_{AS}}$ est indépendant des contraintes mécaniques existantes au sein de l'hétérostructure AlGaN/GaN, et que Γ de la bande Raman Stokes y est moins dépendante que δ. Ainsi, la température d'un composant électronique en fonctionnement déterminée à partir de la méthode utilisant le $\frac{I_S}{I_{AS}}$ ou le *Γ* de la bande Raman Stokes n'est pas influencée par le stress biaxial appliqué le long du plan basal (plan perpendiculaire à l'axe C) du GaN comme cela est souvent le cas lorsque les composants sont polarisés en mode opérationnel. De même, ils ont évoqué la possibilité de déterminer la température à partir de la largeur à mi-hauteur de la bande Raman parce que *Γ* dépend principalement de la température et très peu de l'état de contrainte de l'hétérostructure AlGaN/GaN. Cette possibilité a également été confirmée par Kuball et al. [203].

Par conséquent, Beechem *et al.* [119] ont également comparé les températures extraites à partir des évolutions de *δ*, *Γ* et $\frac{I_S}{I_{AS}}$ lorsqu'un transistor AlGaN/GaN/SiC est polarisé à V_{DS} = 28 V afin d'obtenir une puissance variant jusqu'à 6 W (2,5 W/mm). Ces températures ont ensuite été confrontées à celles obtenues à partir de modèles physiques.

Dans ces conditions, ils ont montré que les températures extraites à partir des décalages de la position et de la largeur à mi-hauteur de la bande Raman E_2h étaient sous estimées à cause des états de contraintes complexes engendrés par les effets thermoélastiques et piézoélectriques. Par contre, lorsqu'on s'affranchit des effets liés aux effets piézoélectriques, les températures extraites à partir de Γ de la bande Raman E_2h sont comparables à celles obtenues à partir des modèles physiques et par conséquent à celles extraites avec la méthode basée sur $\frac{I_S}{I_{AS}}$.

Cette étude met en évidence que les températures mesurées à partir de la largeur à mi-hauteur et du rapport $\frac{I_S}{I_{AS}}$ ne sont pas influencées par les stress thermoélastiques.

Cependant, l'extraction de la température d'auto-échauffement des composants polarisés à partir de la méthode utilisant $\frac{I_S}{I_{AS}}$ n'est pas facile à mettre en œuvre à cause de la faible amplitude de la bande Raman anti-Stokes comme nous l'avons signalé précédemment. De même, la faible dépendance de la largeur à mi-hauteur de la bande Raman Stokes vis-à-vis de la température et le rapport signal sur bruit

élevé nécessaire à l'obtention de mesures précises rend difficile l'extraction de la température des composants en fonctionnement [203]. De plus, la largeur à mi-hauteur du pic Raman est élargie à cause de la résolution spectrale limitée des spectromètres utilisés.

Pour ces raisons, l'extraction de la température des transistors AlGaN/GaN à partir du décalage de la position de la bande Raman E_2h relative à GaN est la méthode la plus communément utilisée en thermographie Raman [203].

Afin de garantir la précision des mesures de thermographie Raman, il est nécessaire de quantifier l'impact des contraintes mécaniques sur le déplacement des pics Raman lorsque les composants sont polarisés. Batten *et al.* [143] ont rapporté qu'il est possible de caractériser simultanément la température de fonctionnement et les contraintes thermomécaniques mises en jeu lorsqu'un HEMT AlGaN/GaN est polarisé en utilisant la spectroscopie Raman. En effet, la bande Raman E_2h est plus sensible à la contrainte thermomécanique que le mode phonon $A_1(LO)$ lors de la caractérisation de composants polarisés [141, 142]. Par conséquent, l'utilisation du décalage du pic Raman $A_1(LO)$ au lieu de celui du mode de vibration E_2h constitue une bonne approche pour minimiser l'effet des contraintes thermomécaniques sur les mesures de thermographie Raman effectuées sur les HEMTs AlGaN/GaN en fonctionnement. Ainsi, ils ont montré que la température d'un transistor AlGaN/GaN sur un substrat de SiC polarisé à V_{DS} = 40 V et V_{GS} = 0 V et délivrant une densité de puissance de 25 W/mm est sous-estimée de 7 et 20% lorsqu'elle est extraite à partir du décalage de la bande Raman $A_1(LO)$ et E_2h, respectivement. Il est important de signaler que ces mesures ont été réalisées sur une zone du composant située à 0,4 µm du pied de la grille. En couplant ces mesures avec des simulations thermomécaniques, ils ont estimé une température de 240 °C et un état de contrainte à - 0,37 GPa lorsque le transistor délivre une densité de puissance de 25W/mm

Kuball *et al.* [203] rapportent qu'un large gradient de température est généré près du contact de grille lorsque les transistors sont polarisés en mode opérationnel alors que la température de l'échantillon est uniforme durant la calibration. Ce gradient de température est particulièrement élevé lorsque les HEMTs à base de GaN opèrent avec des densités de puissance très élevées, comme le montre la Figure III-24. Cela peut impliquer l'apparition de contraintes thermomécaniques locales importantes qui peuvent fausser les mesures de température par spectroscopie Raman. D'ailleurs, une simulation du profil de distribution des contraintes thermomécaniques est présentée sur la Figure III-24.(b).

Si les contraintes thermomécaniques, que ce soit avec ou sans effet piézoélectrique, ne sont pas prises en compte, il apparaît une différence entre les mesures de température issues du décalage de la bande Raman $A_1(LO)$ et celui du mode du phonon E_2h, comme cela est illustré sur la Figure III-24.(a). Nous constatons que l'effet le plus important est situé dans une zone proche de la grille du côté du contact de drain et que cette zone ne peut pas être atteinte par la lumière excitatrice utilisée lors des caractérisations par spectroscopie Raman. En effet les mesures présentées sur les Figure III-24.(a) et Figure III-24.(b) n'ont pas été réalisées en éclairant les composants par le dessus, comme habituellement, mais par le substrat, afin de comparer ces mesures expérimentales avec les résultats obtenus par simulation numérique, notamment sous la grille. Cette technique permet également la caractérisation thermique du GaN situé sous les électrodes de grille, de drain et de source. Cependant, nous devons noter que les composants fonctionnant en condition réelle sont montés sur une embase et un système électronique, et le fait de changer ces conditions de mesure pour rendre le dessous du HEMT optiquement visible, modifie également la dissipation thermique de celui-ci.

Il est également important de noter que le gradient thermique et le stress thermomécanique résultant évoluent avec la densité de puissance délivrée par le transistor. Cet effet de contrainte thermomécanique peut souvent être négligé parce que les composants opèrent typiquement à des densités de puissance nettement inférieures à 25 W/mm qui est la valeur utilisée pour illustrer cet effet [203, 143].

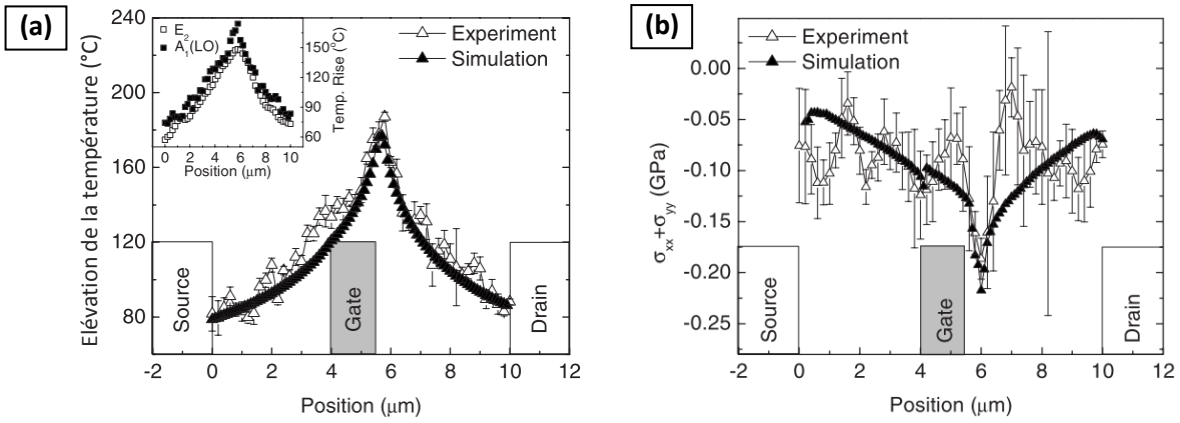


Figure III-24 : (a) Distribution de ΔT et (b) de la contrainte thermoélastique d'un transistor HEMT AlGaN/GaN. Les triangles blancs ont été mesurés à partir du décalage en fréquence de la bande Raman A_1(LO) du GaN. Les triangles noirs ont été déterminés par simulation numérique. Le zoom présenté dans la figure (a) montre la température déterminée soit à partir du décalage du pic Raman E_2h ou A_1(LO) [143].

Ces études montrent donc qu'il existe des contraintes thermomécaniques pouvant induire une sous-estimation des températures extraites à partir du décalage de la position de la bande Raman E_2h induit par l'échauffement des composants électroniques. Il est possible de s'affranchir de ces effets de contraintes en utilisant des techniques basées sur l'analyse de l'évolution de $\frac{I_S}{I_{AS}}$ ou de Γ avec la température du matériau étudié. Cependant, ces techniques sont difficiles à mettre en œuvre. Pour ces raisons, la caractérisation thermique des composants polarisés à partir de la position de la bande Raman E_2h reste la plus simple à appliquer car l'amplitude de ce mode phonon est très intense et les conditions de polarisation des transistors étudiés autorisent de négliger l'influence des effets de contrainte mécanique sur la bande Raman E_2h.

3.1.2 *Impact des effets piézoélectriques sur le spectre Raman*

L'application d'un champ électrique sur un composant réalisé avec des matériaux piézoélectriques, tels que le GaN, est susceptible de générer l'apparition de contraintes mécaniques internes provoquant un effet piézoélectrique inverse [210]. Cela peut provoquer un déplacement de la bande Raman E_2h et ainsi entraîner une mauvaise estimation de la température d'auto-échauffement du transistor AlGaN/GaN polarisé.

Il existe une méthode simple qui permet de s'affranchir de cette inversion des effets piézoélectriques lorsqu'on caractérise la température du transistor polarisé à l'état ON. En effet, il suffit de soustraire la position de la bande Raman E_2h mesurée lorsque le composant est polarisé à l'état ON avec celle obtenue lorsqu'il est polarisé à l'état de pincement (le courant est quasiment nul) pour chaque valeur de V_{DS} [131, 141, 203].

Cette approche est correcte car la distribution du champ électrique et la contrainte piézoélectrique ne diffèrent pas de façon significative entre l'état ON et l'état de pincement du composant pour une même valeur de V_{DS} [131, 209].

3.2 Caractérisation thermique du composant

3.2.1 *Extraction du spectre Raman du composant à température ambiante*

Le spectre Raman caractérisant le Golden Unit à température ambiante est présenté sur la Figure III-25. On constate la présence de six raies Raman Stokes situées respectivement à :

- 568 cm^{-1} (E_2h) et 734 cm^{-1} (A_1LO) pour le GaN [135]
- 504 cm^{-1} (FLA), 767 cm^{-1} (E_2l), 789 cm^{-1} (E_2h) et 798 cm^{-1} (E_1LO) pour le SiC-6H [211 - 213].

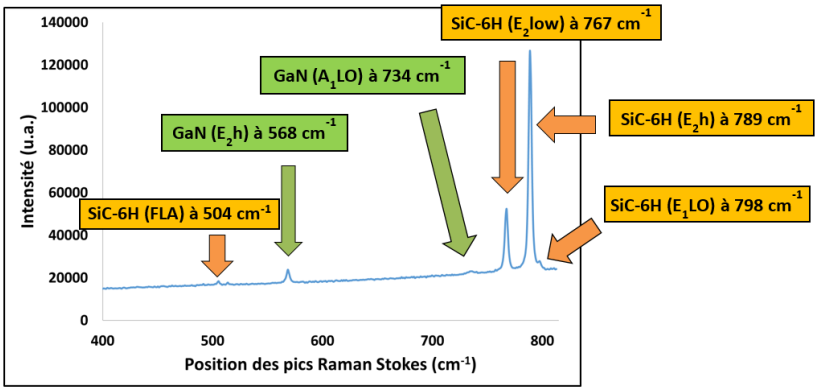


Figure III-25 : Spectre de diffusion Raman Stokes obtenu sur le Golden Unit de structure AlGaN/GaN sur un substrat de SiC, avec λ_{laser} = 633 nm et à température ambiante.

La détermination de la température d'auto-échauffement du Golden Unit sera effectuée à partir de l'analyse du déplacement du mode phonon E_2h relatif au GaN induit par différentes conditions de polarisation. Cette technique nécessite l'utilisation d'une courbe de calibration en température qui a été présentée sur la Figure III-22.

D'après le spectre Raman de la Figure III-25, plusieurs pics relatifs au SiC-6H permettent de déterminer la température d'échauffement du substrat simultanément à celle de la couche de GaN. Cependant, les raies FLA et E_1LO ont des amplitudes trop faibles par rapport au E_2h du GaN, tandis que celle du mode E_2h du SiC est très importante et risque de saturer le détecteur pour un long temps d'acquisition nécessaire pour obtenir une grande amplitude de la bande Raman du E_2h du GaN. Pour ces raisons, nous déterminerons la température du substrat via le suivi du paramètre δ (E_2low) du SiC-6H.

La Figure III-26 présente la courbe de calibration du mode phonon δ (E_2low) du SiC-6H en fonction de la température.

D'après la Figure III-26, nous constatons que les points expérimentaux extraits semblent suivre une loi de puissance, en fonction de la température. Dans la littérature, plusieurs études rapportent une dépendance non-linéaire de δ du mode phonon du SiC-4H en fonction de la température [214 - 216], mais très peu de publication s'intéressent à la dépendance de δ, et notamment de δ (E_2low) du SiC-6H. En effet,

nous ne pouvons citer, à notre connaissance, que l'étude de Bauer et al. [217], qui étudient la dépendance de δ en température des SiC-4H et -6H (δ (E_2low)) de 3 à 112 °C, et révèlent que l'ensemble des courbes suivent une loi linéaire. Cependant, plusieurs arguments nous amènent à penser que ces résultats ne sont pas adaptés à notre cas. Tout d'abord, nous pensons que la gamme de température étudiée est trop faible pour émettre une telle hypothèse. Ensuite, les courbes ne semblent pas si linéaires et d'ailleurs, les coefficients R^2 ne sont pas spécifiés. Enfin, la linéarité de δ du SiC-4H en température reviendrait à être en désaccord avec les publications citées plus haut, dont les gammes de température étudiées sont de 80 à 873 K [214], de 80 à 550 K [215] et de 15 à 970 K [216]. Pour ces raisons, nous pensons que la non-linéarité du paramètre δ (E_2low) du SiC-6H est envisageable.

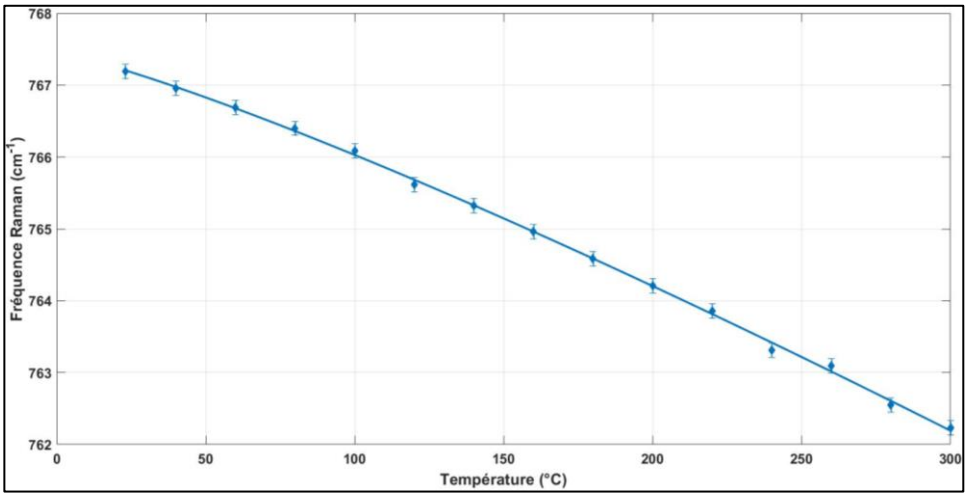


Figure III-26 : Courbe de calibration du mode δ (E_2low) du SiC-6H du Golden Unit.
Conditions : λ_{inc} = 633 nm, temps d'acquisition = 60 s, P_{laser} = 10 mW, objectif x50 et en mode *Static*.

En utilisant l'Eq III-4 avec les points expérimentaux, nous obtenons les paramètres de fit regroupés dans le Tableau III-8. D'après celui-ci, nous constatons un coefficient $R^2 > 0,99$, démontrant une bonne corrélation entre la loi de puissance et les valeurs expérimentales. De ce fait, nous choisirons cette loi pour déterminer la température du substrat du Golden Unit.

A ($°C^{-B}.cm^{-1}$)	B (sans unité)	C (cm^{-1})	R^2
0,00597	1,189	767,5	0,9991

Tableau III-8 : Paramètres de fit de la courbe décrivant l'évolution de δ (E_2low) du SiC-6H sur la Figure III-26.

3.2.2 *Détermination de la température du GaN par spectroscopie Raman*

Ce paragraphe présente les premiers résultats concernant l'extraction des températures par spectroscopie Raman réalisées sur le Golden Unit polarisé en régime continu. Toutes ces mesures ont été effectuées en utilisant le protocole expérimental défini dans la première partie de ce chapitre.

La carte de mesure permettant la polarisation du composant est fixée sur un socle en aluminium pour que la dissipation de l'énergie thermique fournie par le HEMT en fonctionnement soit réalisée par convection avec l'air ambiant. De plus, une sonde de température est placée sur ce socle afin de mesurer sa température nommée T_{socle}. Afin de vérifier l'impact que peut avoir l'effet piézoélectrique sur

l'évolution de δ (GaN) lorsque l'on polarise l'échantillon en régime continu, nous avons mesuré l'écart de δ entre V_{DS}OFF (0 V) et V_{DS}ON (10 à 30 V par pas de 5 V), à canal pincé (V_{GS} = - 6 V). A l'issu de cette étude, nous n'avons pas observé de modification de δ (GaN), ce qui signifie que dans le cas de notre composant l'effet piézoélectrique n'a pas d'impact significatif sur l'évolution de δ (GaN) pour les tensions V_{DS} testées. Chaque point expérimental correspond à la moyenne des ΔT calculés à partir de trois spectres Raman qui ont été réalisés à la suite, mais en rétablissant le composant à canal pincé entre chaque mesure. Le courant I_{DS} a été suivi durant l'acquisition des mesures Raman, et une augmentation a été observée lors de l'ouverture du shutter laser. Cependant, l'émission de ce dernier représente un impact inférieur à 5% sur l'augmentation du courant pour chaque condition de polarisation testée, soit une influence inférieure à 5% sur l'élévation de la température du composant. Pour déterminer les incertitudes en température nous avons noté, pour chaque valeur extraite expérimentalement, l'impact de la modification de la valeur de δ correspondant à l'incertitude de mesure Raman (i.e. 0,1 cm^{-1}) sur la variation du ΔT. Ainsi, nous avons extrait des incertitudes de ± 10 et ± 5,0 °C sur les résultats obtenus dans la couche de GaN et dans le substrat SiC, respectivement.

La Figure III-27 présente l'évolution de l'auto-échauffement (ΔT) de la couche de GaN et du substrat SiC en fonction de la puissance dissipée. Les zones de mesure sont les mêmes que celles caractérisées par thermoréflectance, les numéros des zones sont donc identiques à ceux du chapitre 2.

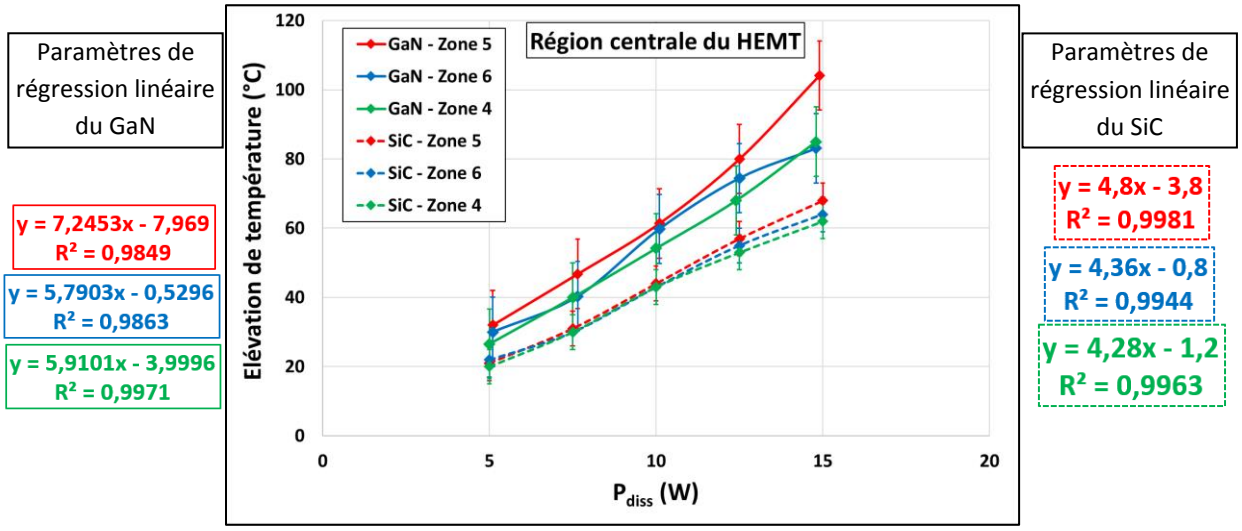


Figure III-27 : Mesures de ΔT à partir du décalage de δ (E_2h) et δ (E_2low) attribués au GaN et au SiC, respectivement. Ces mesures ont été effectuées sur les zones 4, 5 et 6 du Golden Unit lorsqu'il délivre des puissances dissipées variant de 5 à 15 W.
Conditions de mesure : λ_{inc} = 633 nm, P_{laser} = 5 mW, temps d'acquisition = 40 s, objectif x50 LDF et en mode *Static*.

On constate que le ΔT du GaN mesuré dans la zone 5 du composant varie de 32 à 104 °C lorsque P_{diss} augmente de 5 à 15 W. De même, les ΔT extraits dans les zones 4 et 6 s'élèvent de 27 à 85 °C et de 30 à 83 °C, respectivement, lorsque P_{diss} varie de 5 à 15 W.

Nous rappelons que la pente des courbes dessinant le comportement de ΔT en fonction de P_{diss}, sur la Figure III-27, représente la résistance thermique R_{th} de la couche de GaN. Les valeurs de R_{th} sont de 5,9 ; 7,2 et 5,8, respectivement pour les zones 4, 5 et 6 et révèlent des valeurs de R^2 supérieures à 0,98, démontrant une évolution de ΔT quasiment linéaire en fonction de P_{diss}, en accord avec la littérature [141,

166]. De plus, Les paramètres de régression linéaire révèlent des ordonnées à l'origine de - 4,0 ; - 8,0 et - 0,5 °C sur les zones 4, 5 et 6, respectivement, soit proche de 0 °C dans l'incertitude de mesure de ± 10 °C. L'équipe de Kuball *et al.* [53] a déjà obtenu, par spectroscopie Raman, des évolutions de température non strictement linéaires en fonction de la puissance dissipée, de la couche de GaN, pour un transistor AlGaN/GaN sur substrat SiC. Nous remarquons également que les valeurs de ΔT obtenues entre les trois courbes liées au GaN sont quasiment identiques lorsque P_{diss} varie de 5 à 10 W, puis que la courbe de la zone 5 présente un écart progressif par rapport aux deux autres, jusqu'à atteindre une différence de 10 et 20 °C, respectivement à 12,5 et 15 W avec la zone 4 et une différence de 5 et 20 °C respectivement à 12,5 et 15 W avec la zone 6. Cet effet est expliqué par le phénomène de couplage thermique que nous avons détaillé dans le chapitre 2, et qui montre que nos résultats sont corrélés avec la littérature [70, 86, 169].

De la même manière, nous constatons que les ΔT du substrat SiC mesurés sont de ≈ 20 °C, à P_{diss} = 5 W pour les trois zones, puis augmentent quasiment linéairement avec l'élévation de P_{diss} jusqu'à 62, 64 et 68 °C sur les zones 4, 6 et 5, respectivement, à 15 W. Nous notons également que les valeurs des ordonnées à l'origine sont de - 1,2 ; - 3,8 et - 0,8 °C sur les zones 4, 5 et 6, respectivement, soit proche de 0 °C dans l'incertitude de mesure de ± 5 °C, et que les coefficient R^2 sont supérieurs à 0,99, démontrant une évolution de ΔT linéaire en fonction de P_{diss}, en accord avec la littérature [141, 166]. De plus, nous remarquons que les valeurs de ΔT obtenues entre les trois courbes liées au substrat SiC sont quasiment identiques lorsque P_{diss} varie de 5 à 12,5 W, puis que la courbe de la zone 5 présente un écart d'environ 5 °C avec les deux autres zones, à 15 W. Cette observation est corrélée avec la littérature par le phénomène de couplage thermique [70, 86, 169].

Nous observons sur la Figure III-27 une différence de l'ordre de 30 °C d'écart entre les ΔT du GaN et du substrat SiC, tandis qu'ils sont de l'ordre de 20 °C dans la thèse de L. Baczkowski [21], qui a mesuré un HEMT AlGaN/GaN sur substrat SiC constitué de 8 grilles de 125 µm. Ces résultats semblent ainsi en accord si l'on prend en compte les incertitudes de mesure.

Cependant, les procédés technologiques et les développements du transistor Golden Unit sont différents de ceux reportés dans les publications, ces paramètres influençant fortement le comportement thermique des transistors en fonctionnement, il est donc difficile d'établir des comparaisons efficaces avec la littérature [218, 219].

La Figure III-28 présente une comparaison des valeurs de ΔT extraites par spectroscopie Raman avec celles déterminées par thermoréflectance en utilisant l'équipement de l'entreprise B et celles obtenues par thermographie infrarouge. Toutes ces mesures ont été réalisées sur des zones proches de la grille centrale du transistor Golden Unit. De plus, ces ΔT ont été mesurés pour un transistor ayant une puissance dissipée de 15 W et pour un socle ayant une température de 34 °C. Nous n'avons pas reporté les températures mesurées sur le GaN par thermoréflectance, car nous ne sommes pas certains de la zone qui y est réellement sondée.

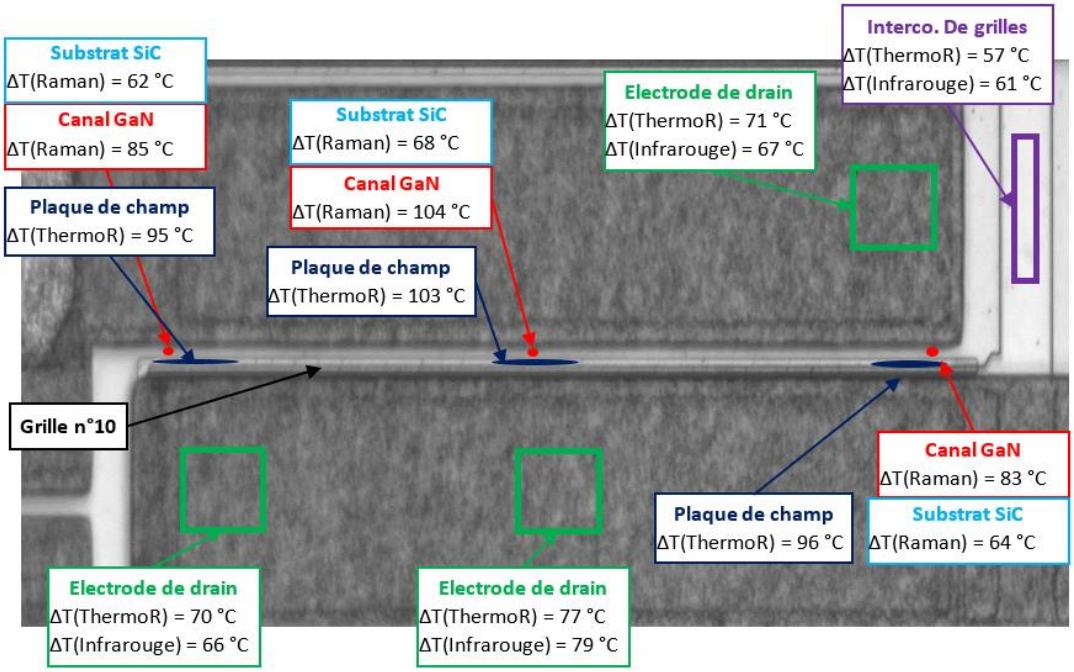


Figure III-28 : Micrographie du centre du Golden Unit, où sont mises en évidence les élévations de température obtenues à partir des méthodes par spectroscopie Raman (ΔT(Raman)), par thermoréflectance (ΔT(ThermoR)) et par thermographie infrarouge (ΔT(Infrarouge)), pour P_{diss} = 15 W.

A partir de cette figure, nous constatons des valeurs de ΔT de 85, 104 et 83 °C dans le volume de GaN sondé par spectroscopie Raman des zones 4, 5 et 6, respectivement. Nous observons de la même manière des ΔT de 95, 103 et 96 °C obtenus par thermoréflectance sur la plaque de champ des zones 4, 5 et 6, respectivement. De ce fait, les ΔT obtenus sur la plaque de champ et dans le GaN sont semblables au centre du transistor, tandis qu'ils sont écartés d'environ 10 et 15 °C sur les zones 4 et 6, respectivement. De plus, nous notons un écart de température entre le centre de la grille (zone 5) et aux deux bordures de celle-ci (zones 4 et 6) d'environ 7 et 20 °C sur la plaque de champ et dans le GaN, respectivement. Ce constat peut être compréhensible si l'on tient compte des deux arguments suivants. Tout d'abord, il est nécessaire de prendre en compte l'incertitude de mesure des deux méthodes, qui est de ± 10 °C par spectroscopie Raman dans le cas du GaN sur substrat SiC, selon nos conditions de mesure et de ± 1% de la température mesurée par thermoréflectance, d'après l'entreprise B. De plus, nous avions noté dans le chapitre 2 que cette incertitude ne semble pas garantie et qu'elle mériterait d'être déterminée de façon rigoureuse. L'autre argument tient du fait que les zones sondées ne sont pas les mêmes. En effet, la thermoréflectance moyenne les températures en surface de la plaque de champ, tandis que la spectroscopie Raman mesure la couche de GaN en profondeur, selon un volume cylindrique de diamètre ≈ 1 µm. De plus, les deux méthodes n'ont pas montré systématiquement de tendances linéaires de ΔT en fonction de P_{diss}, ce qui peut signifier qu'une optimisation des protocoles expérimentaux peut être opérée afin d'améliorer la précision des mesures, et ce, pour les deux méthodes. On peut cependant noter dans la littérature, que Aubry *et al.* [169] ont obtenu des écarts de température entre le GaN situé au milieu de la grille centrale du transistor et ceux aux deux bords de cette même grille, d'environ 20 °C à P_{diss} = 3 W/mm, soit l'équivalent de nos conditions de polarisation générant P_{diss} = 15 W. Le composant étudié est un HEMT AlGaN/GaN sur substrat Si constitué de 16 grilles de 250 µm, représentant une

topologie proche du nôtre qui possède 20 grilles de 250 µm. Cette observation semblerait ainsi conforter les valeurs que nous avons obtenues par spectroscopie Raman que par thermoréflectance.

Nous remarquons que les valeurs extraites par thermoréflectance et thermographie infrarouge sur les électrodes de drain et de source, sont de l'ordre de 80 °C au milieu de la grille et d'environ 70 °C à son extrémité. Ces ΔT sont inférieurs à ceux obtenus par spectroscopie Raman sur le canal GaN, plus proche du site d'auto-échauffement le plus intense.

L'ensemble de ces tendances montrent que les températures déterminées par spectroscopie Raman sont cohérentes avec les ΔT issues de la thermoréflectance, avec l'équipement de l'entreprise B et la thermographie infrarouge.

La Figure III-29 présente une micrographie de la première grille du transistor, sur laquelle nous avons ajouté les mesures réalisées par les différentes techniques testées.

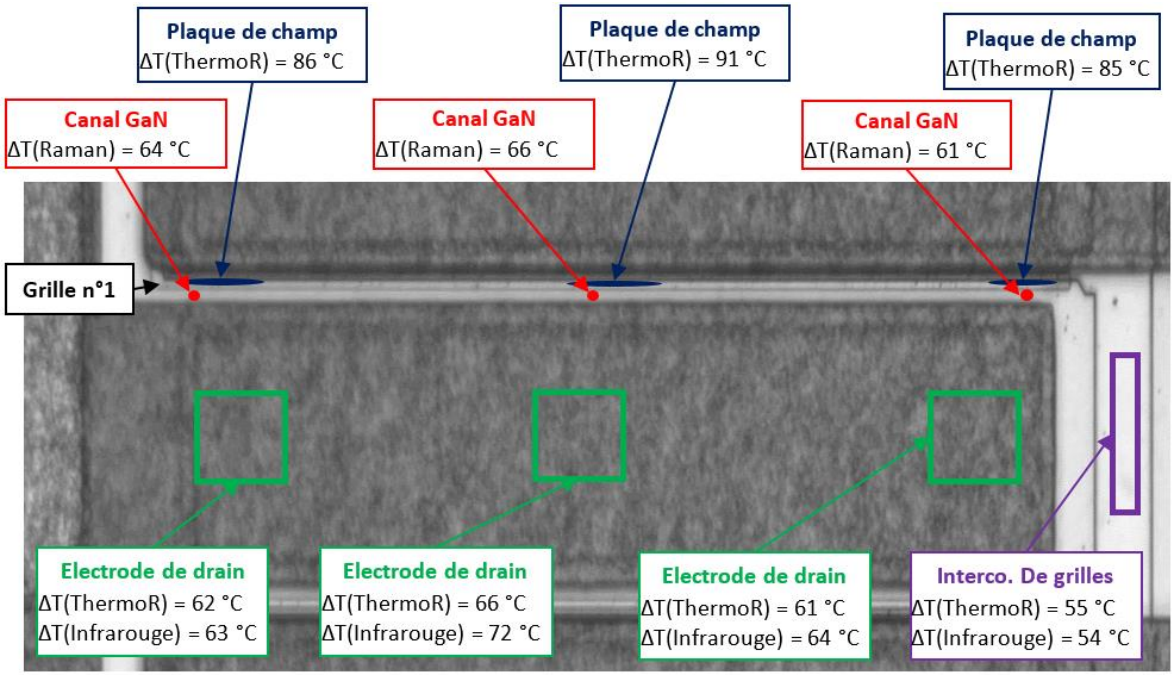


Figure III-29 : Micrographie du Golden Unit au niveau de la première grille, où sont mis en évidence les ΔT obtenus à partir des méthodes par spectroscopie Raman (ΔT(Raman)), par thermoréflectance (ΔT(ThermoR)) et par thermographie infrarouge (ΔT(Infrarouge)), pour P_{diss} = 15 W.

A partir de la Figure III-29 ,nous constatons des valeurs de ΔT de 64, 66 et 61 °C dans le volume de GaN sondé par spectroscopie Raman des zones 1, 2 et 3, respectivement. Nous observons de la même manière des ΔT de 86, 91 et 85 °C obtenus par thermoréflectance sur la plaque de champ des zones 1, 2 et 3, respectivement. Nous observons ainsi des écarts de température d'environ 25 °C entre ces deux matériaux, supérieurs à ceux obtenus au centre du composant, sur la Figure III-28. Par conséquent, si l'on calcule la différence de ΔT de ces deux matériaux un à un entre les zones 2 et 5, nous obtenons des différences d'environ 10 et 40 °C sur la plaque de champ et dans le GaN, respectivement. Ces hétérogénéités nous semblent peu cohérentes. Dans la littérature, Aubry *et al.* [169] ont obtenus des écarts de température entre le GaN situé au milieu de la grille centrale du transistor et celui au milieu de

la première grille, de 40 °C à P_{diss} = 3 W/mm, soit l'équivalent de nos conditions de polarisation générant P_{diss} = 15 W, ce qui est en accord avec les résultats que nous avons obtenus par spectroscopie Raman. D'un autre côté dans la thèse de L. Baczkowski [21], les écarts de ΔT obtenus sur un contact ohmique accolé au canal GaN sont d'environ 10 °C à P_{diss} = 3 W/mm, entre la première grille et celle au centre du transistor, ce qui est en accord avec nos résultats obtenus par thermoréflectance. Ces résultats mettent en évidence la difficulté de comparer directement la fidélité des résultats proposés par les deux méthodes optiques.

Dans cette partie, nous avons suivi les différentes étapes relatives à la caractérisation thermique du Golden Unit par spectroscopie Raman, en mode de fonctionnement continu. Nous avons commencé par identifier les contraintes mécaniques mises en jeu au sein du composant lorsque celui-ci est polarisé, et qui sont susceptibles de perturber la détermination de la température du GaN. Nous avons ensuite extrait, à partir de la littérature, les possibilités permettant de s'en affranchir le plus efficacement possible. Nous avons ensuite caractérisé le transistor en régime continu, et avons déterminé des ΔT de 68 et 104 °C au niveau du substrat SiC et de la couche de GaN de la zone 5 qui est la zone concernée par l'échauffement le plus important. Ces résultats sont encourageants et sont corrélés avec la littérature. Cependant, en comparant les résultats obtenus par thermoréflectance et spectroscopie Raman, via l'analyse des écarts de température entre la zone 5 et les zones 4 et 6, il semblerait que les résultats obtenus dans la littérature soient plutôt en accord avec ceux obtenus par la spectroscopie Raman. De ce fait à l'heure actuelle, les valeurs obtenues par spectroscopie Raman sembleraient plus fidèles que celles extraites par thermoréflectance. De plus, nous avons remarqué qu'au niveau de la zone la plus chaude du composant, les températures du GaN et de la plaque de champ semblent similaires ($\Delta T \approx 104$ °C à P_{diss} = 15 W). Cet effet signifie que l'acquisition de l'équipement thermoréflectance n'est peut-être pas nécessaire pour déterminer le point le plus chaud du composant, étant donné que la spectroscopie Raman est capable de le réaliser. D'autant plus que la thermographie globale du composant peut encore être réalisée par IR, car les valeurs de ΔT obtenues par IR et thermoréflectance sont identiques.

Nous présenterons dans la prochaine partie une technique de thermométrie basée sur la caractérisation de particules d'oxyde de cérium.

4 Méthode de thermométrie par analyse de particules de CeO_2

La spectroscopie Raman permet d'extraire les températures d'un volume de matériau semiconducteur, dont les dimensions sont fixées par la taille du spot laser et la profondeur de pénétration de la longueur d'onde excitatrice. Par contre, elle ne permet pas de caractériser directement les températures des électrodes métalliques des composants, contrairement à la technique de thermoréflectance qui mesure des températures à la surface des métallisations.

Pour ces raisons, nous présentons une méthode originale basée sur la caractérisation par spectroscopie Raman de particules déposées sur les électrodes qui permet aussi bien l'extraction de la température d'échauffement de celles-ci que celle des températures de surface des semiconducteurs analysés.

De plus, il est important de signaler que cette technique présente un avantage par rapport aux méthodes classiques de thermométrie utilisant la spectroscopie Raman. En effet, le décalage de la raie Raman Stokes caractéristique des particules déposées sur le matériau analysé est uniquement lié à une variation de température des particules et non à une combinaison des effets de température et de contraintes mécaniques du matériau étudié.

Par conséquent, nous pouvons dire que la spectroscopie Raman permettrait non seulement de caractériser la température d'un volume de semiconducteur donné plus ou moins profond selon la longueur d'onde excitatrice choisie mais aussi l'extraction de la température de surface de métaux et de semiconducteurs. Toutes ces possibilités font que la thermométrie par spectroscopie Raman offrirait davantage de diversité dans les zones sondées, que celle utilisant la thermoréflectance. Il est toutefois nécessaire de valider la technique avant d'affirmer ces possibilités et nous présentons dans cette partie les premières études de faisabilité.

4.1 Principe de la méthode

Le principe de cette méthode de caractérisation thermique consiste à déposer des particules d'oxyde de cérium (CeO_2) à la surface des contacts ohmiques, de grille et/ou sur les couches à base de GaN. Lorsque le composant est en fonctionnement, ces particules vont s'échauffer et l'analyse par spectroscopie Raman de celles-ci permet d'obtenir une température de surface caractérisant aussi bien les surfaces métalliques que les surfaces de GaN.

Cette méthode s'inspire des techniques développées par Lundt *et al.* [136] et Simon *et al.* [137] qui consistaient à déposer des microparticules de dioxyde de titane (TiO_2) [136] ou de diamant [137] afin d'évaluer leur échauffement par spectroscopie Raman. Cependant, l'utilisation de poudre de CeO_2 offre plusieurs avantages par rapport aux poudres de TiO_2 et de diamant.

En effet, la position de la bande Raman relative aux particules de TiO_2 se situe autour de 144 cm^{-1} et est proche de la fréquence de coupure permettant de s'affranchir de la raie Rayleigh issue de l'interaction entre le matériau analysé et l'onde électromagnétique excitatrice. De plus, la courbe de calibration reliant la variation de la position du pic Raman attribué à TiO_2 à celle de la température n'est pas parfaitement linéaire, comme le montre la Figure III-30 dans l'intervalle entre 20 et 200 °C. D'autre part, des disparités de température de 6 et 8 °C ont été obtenues au sein d'une même microparticule, respectivement à l'ambiante et à 90 °C, ce qui révèle une faible résolution en température [136].

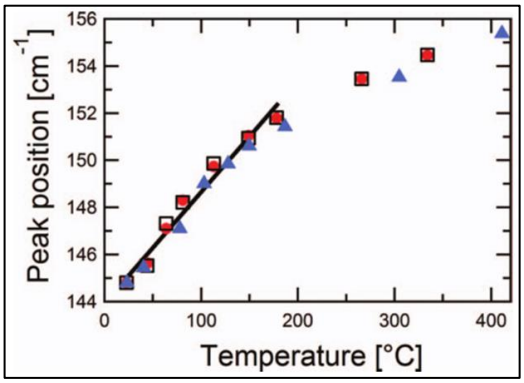


Figure III-30 : Courbe de calibration en température des microparticules de TiO_2 [136].

L'utilisation des particules de diamant pour réaliser des mesures de température par spectroscopie Raman n'est pas facile à mettre en œuvre, car les amplitudes des bandes Raman Stokes attribuées au diamant sont faibles lorsque la longueur d'onde excitatrice est située dans la gamme du visible. Cependant, l'étude en question ne précise pas si le même effet est observé avec un laser émettant dans l'UV [137].

Il est important de noter que nous avons utilisé des particules de CeO_2 (99,9% de pureté), alors que Lundt *et al.* [136] et Simon *et al.* [137] ont mené leurs études avec des microparticules de l'ordre de 1 µm. La zone mesurée par spectroscopie Raman correspondant à la taille de la particule sondée, notre technique offrirait alors une meilleure précision de mesure et aucune publication ne présente d'études thermométriques réalisées à partir de la caractérisation de particules d'oxyde de cérium par spectroscopie Raman. Comme le laboratoire possède déjà une expérience dans la caractérisation de particules de CeO_2 par spectroscopie Raman [220 - 222] nous avons décidé de développer une technique permettant de déterminer la température de surface des électrodes métalliques et du GaN de HEMTs AlGaN/GaN en utilisant ce matériau.

La Figure III-31 présente le spectre Raman de particules de CeO_2 déposées en les saupoudrant sous forme d'agglomérat sur une couche d'or. Les mesures ont été réalisées en utilisant un laser délivrant une longueur d'onde excitatrice de 633 nm et une puissance de 1 mW, un objectif ayant un grossissement x50 et une grande distance de travail (8,5 mm), un temps d'acquisition de 1 s et le spectromètre configuré en mode *Static*.

Sur cette figure, nous constatons la présence d'une bande Raman située à 465,3 cm^{-1} correspondant au mode de vibration F_2g du CeO_2 [223, 224]. Il est intéressant de noter que l'amplitude de ce pic Raman est quasiment 10 fois plus importante que celle de la raie Raman E_2h attribuée au GaN, dans des conditions expérimentales semblables, ce qui favorise l'extraction de mesures de température précises. De plus, nous notons que le spectre Raman sur la Figure III-31 ne montre pas de signal de saturation, qui aurait pu être occasionné par la présence du métal (i.e. l'or sur lequel est déposé le CeO_2).

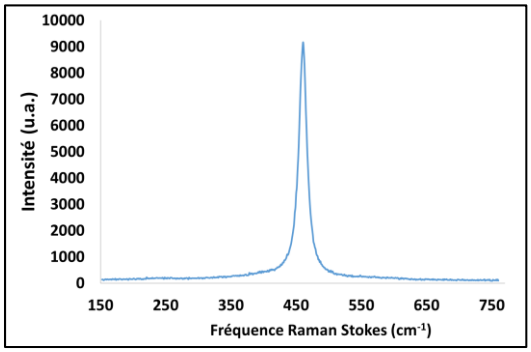


Figure III-31 : Signal Raman Stokes du CeO_2 déposé sur une couche épaisse d'or.

La Figure III-32 présente les courbes de calibration traduisant la variation, en fonction de la température, de la position et de la largeur à mi-hauteur de la bande Raman F_2g attribuée aux particules de CeO_2 $\delta(CeO_2)$ et $\Gamma(CeO_2)$, respectivement, déposées sur une couche d'or (points bleu et rouge) et sur une hétérostructure AlGaN/GaN/saphir (points jaune et vert). Les mesures ont été réalisées en utilisant

un laser délivrant une longueur d'onde excitatrice de 633 nm et une puissance de 1 mW, un objectif ayant un grossissement x50 et une grande distance de travail, un temps d'acquisition de 10 s et le spectromètre configuré en mode *Static*.

Ainsi, nous constatons que δ (CeO_2) varie linéairement avec la température et que les coefficients de corrélation obtenus à partir des régressions linéaires des courbes sont supérieurs à 0,99, que les particules de CeO_2 soient déposées sur la couche d'or ou sur l'hétérostructure AlGaN/GaN/saphir.

De plus, les valeurs des pentes des courbes δ(CeO_2) = f(T) sont similaires et sont de l'ordre de - 0,020 ± 0,001 cm^{-1}/°C. Nous constatons que, dans la gamme de température entre l'ambiante et 200 °C, l'évolution de δ(CeO_2) avec la température est nettement plus linéaire que celle obtenue pour la position de la bande Raman caractéristique des microparticules de TiO_2 (Figure III-30).

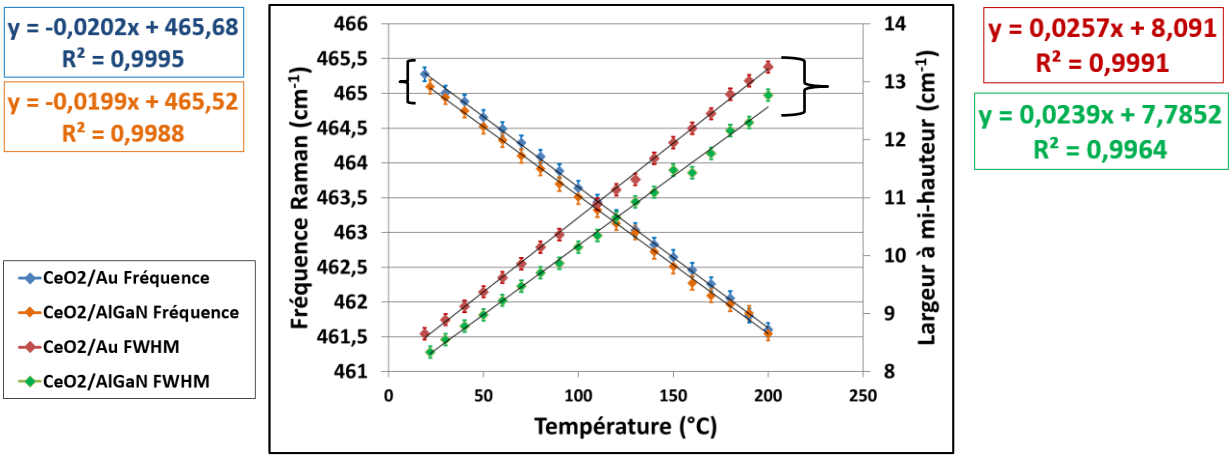


Figure III-32 : Courbes de calibration en température de δ et Γ de particules de CeO_2 déposées sur de l'or (points bleus et rouges) et sur une couche d'AlGaN/GaN sur un substrat de saphir (points jaunes et verts).

De même, nous notons que l'évolution du Γ(CeO_2) en fonction de la température est parfaitement linéaire quel que soit le matériau analysé. Les régressions linéaires montrent que les coefficients de corrélation sont également supérieurs à 0,99. Cela s'avère très intéressant car nous avions montré que l'évolution de Γ(GaN) avec la température n'était pas linéaire. De la même manière, ce constat représente un résultat original du fait que les deux autres études traitant de la thermométrie par caractérisation de microparticules, ne présentent pas l'évolution de Γ en fonction de la température [136, 137].

Dans ces conditions, il semble possible de déterminer la température de matériau à partir de δ (CeO_2) et de Γ(CeO_2).

D'après la Figure III-32 nous pouvons noter un écart d'environ 0,1 cm^{-1} entre les ordonnées à l'origine des courbes correspondantes à δ (CeO_2), contenu dans l'incertitude de mesure. Cependant, cet écart est d'environ 0,5 cm^{-1} entre les deux courbes de Γ (CeO_2). Ce phénomène pourrait être expliqué par l'écart de diamètre des particules sondées, influençant la valeur de Γ (F_2g) du CeO_2 [225 - 227]. En effet, nous avions remarqué au cours d'une précédente thèse portant sur le développement de capteurs d'humidité à base de CeO_2 [220], que les poudres industrielles comportaient régulièrement des tailles de particule différentes. Aussi, le paramètre Γ (F_2g) du CeO_2 est sensible à la taille des particules en s'élargissant avec l'abaissement de leur diamètre, selon [228, 229] :

$$\Gamma = 5{,}48 + \frac{98{,}4}{D} \qquad \text{Eq. III-5}$$

Avec Γ (cm^{-1}) la largeur à mi-hauteur de Γ (F_2g) du CeO_2 à 300 K et D (nm) le diamètre des grains de CeO_2. Cette loi linéaire est valable pour des tailles de cristallite allant de 4 à 70 nm [228]. Dans le cas des courbes verte et rouge que l'on observe sur la Figure III-32, les valeurs de Γ (CeO_2) à 22 °C sont respectivement de 8,3 et 8,7 cm^{-1} et correspondent, d'après l'Eq. III-5, à des tailles de particules de CeO_2 de 35 et 31 nm, respectivement.

Il est intéressant de constater que si les particules étaient à l'échelle nanométrique, les valeurs de Γ (CeO_2) à 300 K seraient de l'ordre de 20 à 40 cm^{-1}, ce qui reviendrait à exploiter de larges bandes Raman susceptibles d'engendrer un abaissement de la précision des mesures. De ce fait, il n'est pas utile de chercher à utiliser des particules trop fines pour réaliser des mesures précises.

Nous allons maintenant évaluer la faisabilité de cette méthode en déterminant la répétabilité des mesures, en évaluant l'influence des différents paramètres impliqués dans le protocole de mesure de la température et enfin, en déterminant la température de surface de deux transistors HEMT AlGaN/GaN sur des substrats saphir et Si (111), en régime continu.

4.2 Évaluation de la validité de la méthode

4.2.1 *Mise au point du protocole expérimental de thermométrie*

Nous avons évalué l'influence des différents paramètres de mesure, afin de constituer un protocole de mesure de la température le plus répétable possible. Nous avons pour cela réalisé plusieurs courbes de calibration :

- Influence de la concentration des particules déposées.
- Répétabilité des courbes de calibration en température sur le même type de surface.
- Évolution de δ (CeO_2) et de Γ(CeO_2) des particules de CeO_2 déposées sur plusieurs types de surface : GaN, AlGaN, Au et Si (111).

Toutes les courbes de calibration ont été réalisées en utilisant un laser délivrant une longueur d'onde excitatrice de 633 nm et la puissance de 1,0 mW, un objectif ayant un grossissement x50 et une grande distance de travail (8,5 mm), un temps d'acquisition de 20 s, afin d'exploiter des raies Raman supérieures à 30 000 u.a., et le spectromètre configuré en mode *Static*. De plus, chaque point expérimental présenté est issu d'une moyenne de trois spectres Raman.

4.2.1.1 Influence de la taille des amas de nanoparticules

Nous avons commencé par déposer les particules en les saupoudrant à la surface d'un HEMT à base de GaN réalisé sur un substrat de Si (111). Nous avons étudié l'évolution de δ(CeO_2) et de Γ(CeO_2) pour une zone recouverte par quelques particules qui sont représentées par des taches noires sur la Figure III-33.(a), indiquées par un cercle jaune, et pour une autre zone recouverte par un nombre important de particules constituant des agglomérats qui sont représentés par une vaste zone sombre sur la droite de la

Figure III-33.(b), mise en évidence en pointillé jaune. Sur cette dernière figure, la zone de mesure est signalée en vert.

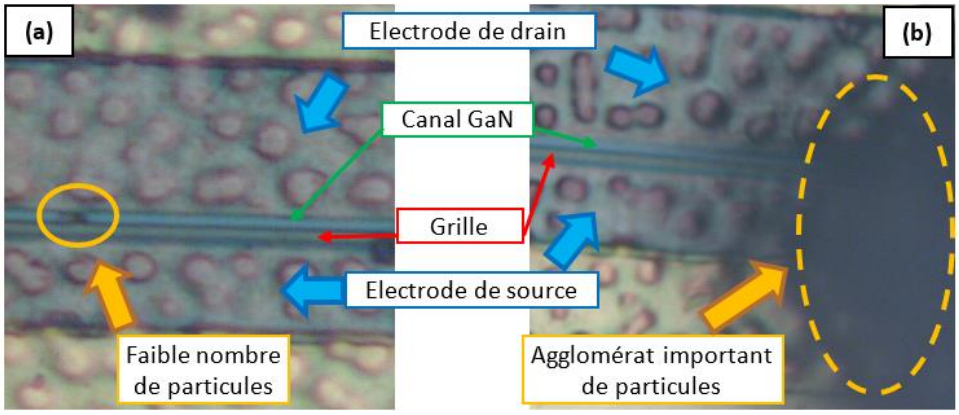


Figure III-33 : Micrographies du composant après saupoudrage du CeO_2. Les cercles jaunes représentent les zones montrant (a) un faible amas et (b) un amas important à la surface du GaN.

La Figure III-34 présente les évolutions de $\delta(CeO_2)$ et de $\Gamma(CeO_2)$ mesurées sur le faible nombre de particules (groupe A) et de l'agglomérat important de particules (groupe B), mis en évidence sur la Figure III-33.

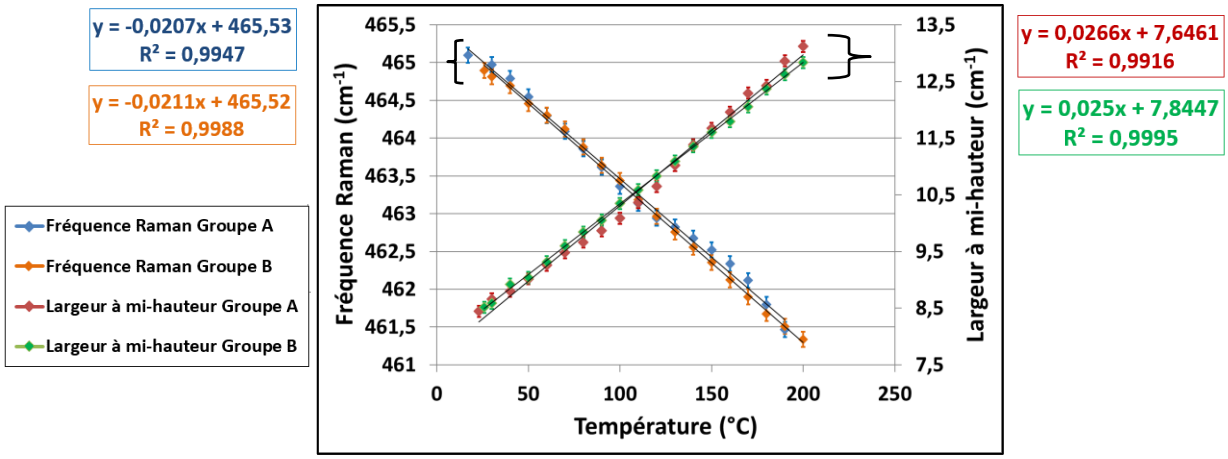


Figure III-34 : Courbes de calibration des paramètres δ et Γ des particules de CeO_2 déposées sur du GaN sur un substrat de Si (111), à faible amas (points jaunes et verts) et pour un amas plus important (points bleus et rouges).

La Figure III-34 met en évidence un comportement linéaire de $\delta(CeO_2)$ et de $\Gamma(CeO_2)$ en fonction de la température que le nombre de particules soit élevé ou non. En outre, Les régressions linéaires de ces courbes sont caractérisées par un coefficient de corrélation $R^2 > 0,99$ lorsque la température varie entre la température ambiante et 200 °C. De plus, les pentes des courbes $\delta(CeO_2) = f(T)$ et de $\Gamma(CeO_2) = f(T)$ possèdent des pentes similaires à - 0,021 ± 0,001 et 0,026 ± 0,001 cm^{-1}/°C, respectivement. Ces résultats suggèrent qu'il n'y a pas d'impact de la concentration de CeO_2 sondé sur la valeur de la pente de la courbe de calibration. Nous pouvons également remarquer une bonne répétabilité des valeurs des pentes de δ et Γ avec celles obtenues sur la Figure III-32.

Il est important de noter que la dispersion de quelques particules sur la surface du matériau fournira une meilleure résolution spatiale que l'établissement d'un amas important de poudre. Ainsi, pour le reste du manuscrit nous choisirons de répartir finement les particules.

4.2.1.2 Répétabilité des courbes de calibration

Nous avons réalisé deux courbes de calibration du CeO_2 déposé sur un échantillon constitué uniquement d'une couche épaisse d'or, à quatre jours d'intervalle et dans des conditions expérimentales identiques. Ces courbes sont présentées sur la Figure III-35.

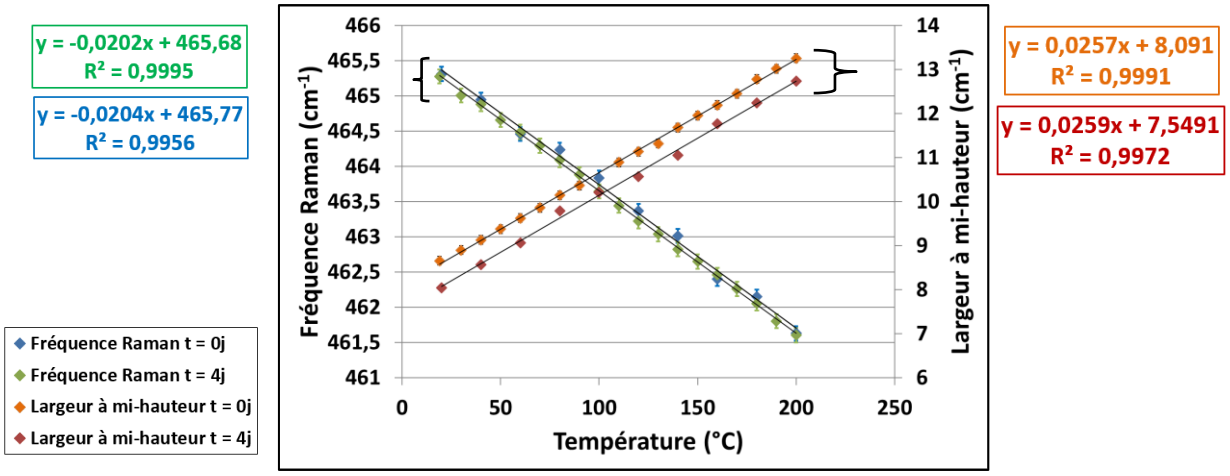


Figure III-35 : Courbes de calibration en température de particules de CeO_2 déposées sur le même échantillon d'or et réalisées à quatre jours d'intervalle.

Tout comme ce que l'on a observé sur les courbes précédentes, les paramètres $\delta(CeO_2)$ et $\Gamma(CeO_2)$ du pic du CeO_2 des deux séries de mesures montrent une évolution linéaire en fonction de la température, avec des $R^2 > 0,99$. Les valeurs des pentes de δ sont similaires à - 0,020 ± 0,001 $cm^{-1}/°C$, et celles des courbes Γ sont de 0,026 ± 0,001 $cm^{-1}/°C$, ces valeurs sont comparables deux à deux à celles de la Figure III-32 et de la Figure III-34, ce qui montre une bonne répétabilité des mesures.

Nous allons maintenant évaluer l'impact de la nature de la couche sur laquelle est déposé le CeO_2, sur l'allure des spectres Raman.

4.2.1.3 Comparaison des courbes de calibration réalisées sur différentes natures de surface

L'objectif de cette étude est de comparer les courbes de calibration des nanoparticules de CeO_2 déposées sur plusieurs types de surface que l'on avait déjà étudiées et schématisées sur la Figure III-20 : GaN sur saphir (échantillon N°1), AlGaN/GaN sur saphir (N°2) et AlGaN/GaN sur Si (111) (N°3). Nous avons également ajouté la calibration en température du CeO_2 réalisée sur la couche épaisse d'or et celle des particules de CeO_2 déposées seules au sein du creuset de la cellule Linkam TS 1500.

La Figure III-36 présente les courbes de calibration de la position de la raie Stokes du CeO_2 en fonction de la température.

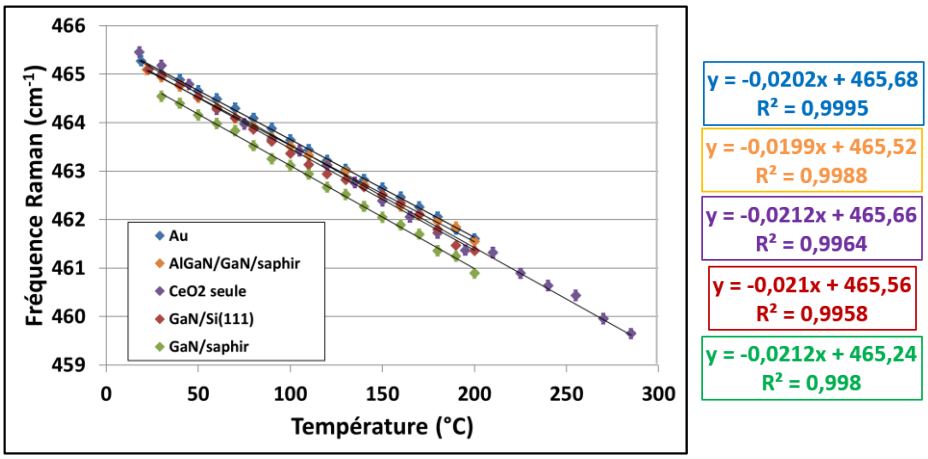


Figure III-36 : Courbes de calibration du δ de CeO_2 déposé sur plusieurs types de surface en fonction de la température.

Nous constatons que toutes les courbes $\delta = f(T)$ sont linéaires. Après avoir effectué une régression linéaire pour chacune de ces courbes, nous obtenons des coefficients directeurs correspondant à 0,021 ± 0,001 $cm^{-1}/°C$ et des coefficients de corrélation R^2 supérieurs à 0,99.

La diminution linéaire de δ lorsque T augmente, met en évidence que l'utilisation de particules de CeO_2 pour extraire la température de la surface de GaN et des électrodes métalliques de composants en fonctionnement est prometteuse. De plus, ces coefficients directeurs sont supérieurs à ceux que nous avons présenté sur la Figure III-22 reliant δ(GaN) avec T, ou les valeurs varient de 0,009 ± 0,001 $cm^{-1}/°C$ à 0,017 ± 0,001 $cm^{-1}/°C$ selon le substrat. Ce constat signifie que l'on mesurerait la température avec une plus grande précision en utilisant la méthode $\delta(CeO_2)$ que δ(GaN).

La Figure III-37 présente l'évolution de Γ issus des pics Raman des particules de CeO_2 en fonction de la température.

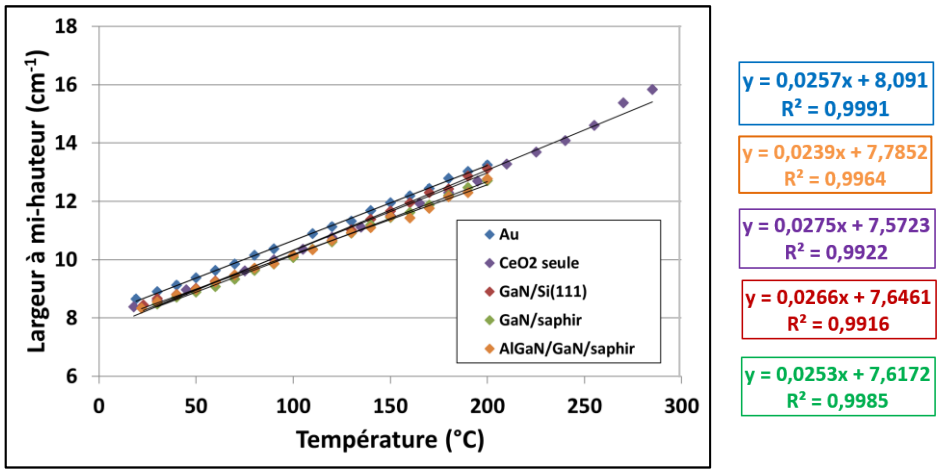


Figure III-37 : Courbes de calibration de Γ du CeO_2 déposé sur plusieurs types de surface en fonction de la température.

La Figure III-37 montre que Γ évolue linéairement avec la température lorsque celle-ci varie de l'ambiante jusqu'à 200 °C quelle que soit la nature de la surface sur laquelle les nanoparticules ont été déposées.

Ainsi, nous pouvons conclure que la température d'auto-échauffement des composants polarisés en mode opérationnel peut être extraite non seulement à partir de la position de la bande Raman Stokes relative au CeO_2 mais aussi à partir de la largeur à mi-hauteur.

Nous venons d'évaluer la répétabilité de l'évolution des paramètres $\delta(CeO_2)$ et $\Gamma(CeO_2)$ en fonction de la température, lorsque les nanoparticules de CeO_2 sont déposées en différentes concentrations, sur des types de surfaces hétérogènes, mais aussi sur le même type de surface à plusieurs jours d'intervalle. Les résultats que nous avons obtenus sont satisfaisants car les coefficients directeurs des courbes de calibrations sont systématiquement contenus dans la même incertitude de mesure dont la valeur est très faible.

Les particules étaient jusque-là déposées simplement par saupoudrage sur la surface des échantillons. Nous allons maintenant tester la méthode de dépôt par spin-coating, qui permettrait de disperser plus finement les particules. Nous allons également évaluer la faisabilité de la méthode en caractérisant thermiquement un transistor AlGaN/GaN sur substrat saphir en mode de fonctionnement continu.

4.2.2 *Détermination de la température d'auto-échauffement d'un HEMT AlGaN/GaN sur substrat saphir, à partir de dépôt de particules de CeO_2*

Cette partie est dédiée à l'étude de faisabilité de la technique de thermométrie utilisant les spectres Raman des particules de CeO_2 déposées sur un HEMT AlGaN/GaN sur substrat saphir et polarisé en régime continu.

Nous allons évaluer, dans un premier temps, l'impact de la méthode de dépôt par spin-coating sur les courbes de calibration en température des paramètres δ et Γ relatifs au CeO_2 et au GaN, puis, sur les propriétés électroniques du transistor. Nous présenterons ensuite les premiers résultats des températures d'auto-échauffement du composant lorsque celui-ci est en fonctionnement continu, en surface, via les particules de CeO_2, et en profondeur (i.e. la couche de GaN). Nous présenterons également les résultats thermiques que nous avons obtenus à l'aide de cette même méthode, sur un HEMT AlGaN/GaN sur substrat Si (111).

4.2.2.1 Évaluation de la technique de dépôt par spin-coating

Le composant est constitué d'un substrat saphir (0001) sur lequel est déposé, par MOCVD, une couche de 3,3 µm de GaN non intentionnellement dopée, puis une couche de 23 nm d'$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$. le transistor possède une longueur et une largeur de grille de 0,5 µm et 150 µm, respectivement, ainsi qu'un espace source drain de 2,5 µm.

Le dépôt par spin-coating est une technique utilisée pour déposer des couches minces uniformes sur un substrat donné. Pour cela, une solution (par exemple un polymère dissout dans un solvant) est déposée sur un substrat maintenu fixe sur un plateau par aspiration. Ensuite, le substrat est mis en rotation afin de favoriser l'étalement de la solution sur le substrat. Dans ces conditions, une couche mince est alors

déposée de façon uniforme par action de la force centrifuge. Finalement, le substrat recouvert est recuit afin de favoriser l'évaporation des solvants constituant la solution.

Dans notre cas, une suspension de particules de CeO_2 dans de l'éthanol a été déposée par spin-coating sur les composants à analyser. La Figure III-38 présente la micrographie du HEMT AlGaN/GaN sur substrat saphir, sur lequel le CeO_2 a été déposé par spin-coating.

Sur cette micrographie nous notons que le dépôt de CeO_2 est réalisé de manière hétérogène mais est réparti sur chaque type de matériau du composant : le GaN, la grille et les contacts ohmiques. De plus, les particules sont regroupées en agglomérats de différents diamètres, tels que les faibles nombres de particules et le groupe de particules indiquées par des flèches rouges. Nous avions défini dans la partie 4.2.1.1 que les agglomérats constitués d'un faible nombre de particules représentent des zones de mesure intéressantes à caractériser, du fait qu'elles permettent d'obtenir une meilleure résolution spatiale que les groupes de particules plus importants. Ainsi, la Figure III-38 montre également les zones de choix pour la caractérisation de la surface du GaN, de la grille et d'un contact ohmique.

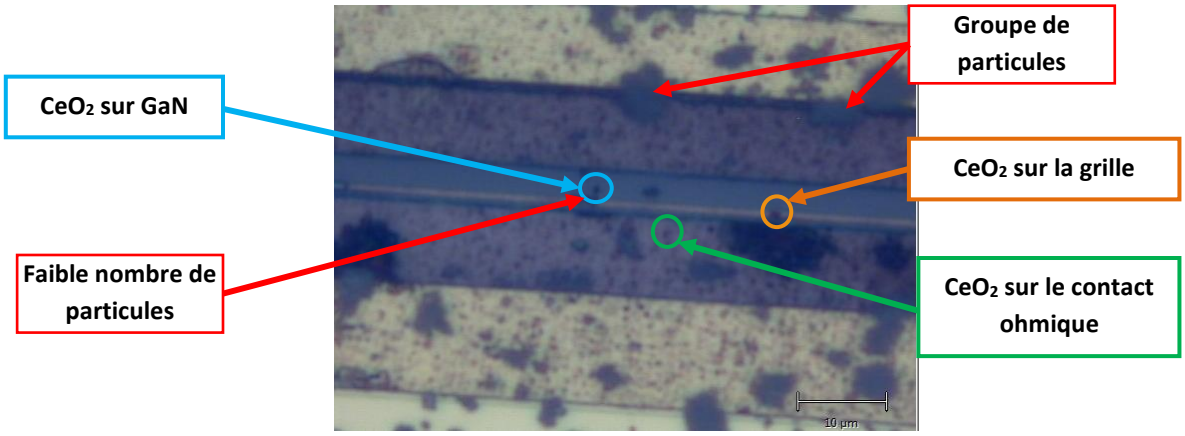


Figure III-38 : Micrographie du HEMT AlGaN/GaN sur substrat saphir sur lequel les particules de CeO_2 (taches noires) ont été déposées par spin-coating. Les particules de CeO_2 mesurées sont mises en évidence en bleu, orange et vert.

La Figure III-39.(a) présente le spectre Raman que l'on obtient lorsque l'on focalise le laser sur le faible nombre de particules indiquées sur la Figure III-38. Nous présentons également sur la Figure III-39.(b) le spectre Raman d'un transistor HEMT AlGaN/GaN sur substrat Si (111), sur lequel nous avons déposé des particules de CeO_2 par spin-coating. Ce spectre est extrait en pointant un faible amas de CeO_2 déposé sur la couche de GaN.

Sur la Figure III-39.(a), nous pouvons constater la présence de deux raies Raman localisées à 465 et 567 cm^{-1} attribuées au CeO_2 et au GaN, respectivement. Ce spectre montre qu'il est possible d'accéder, avec une seule acquisition, à la température de ces deux matériaux situés sur deux profondeurs différentes : le CeO_2 en surface et le GaN en profondeur.

De la même manière, la Figure III-39.(b) présente le spectre Raman d'un HEMT AlGaN/GaN sur substrat Si (111), sur lequel nous observons la présence des raies Raman relatives au GaN et au CeO_2, mais aussi de celle du Si (111) localisée à 521 cm^{-1}. Par conséquent, ce spectre met en évidence le fait que si le substrat du composant émet un signal de diffusion Raman exploitable, il est possible d'accéder avec une

seule acquisition, à la température de trois matériaux situés sur trois profondeurs différentes : le CeO_2 en surface, le GaN en profondeur et au niveau du substrat.

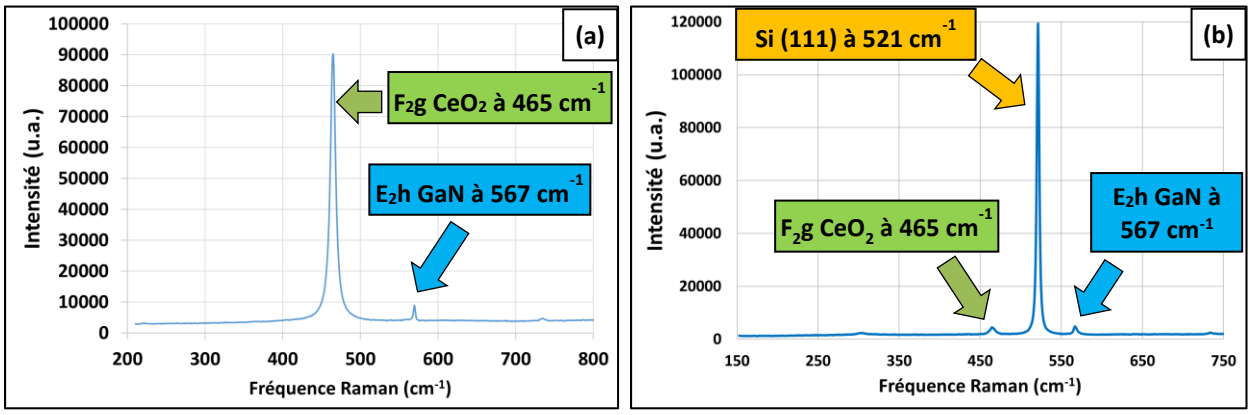


Figure III-39 : Spectres Raman obtenus sur des HEMTs AlGaN/GaN sur substrats saphir (a) et Si (111) (b), après dépôt de particules de CeO_2 déposées par spin-coating.
Conditions de mesure : λ_{inc} = 633 nm, P_{laser}= 1 mW, temps d'acquisition = 40 s, objectif x50 LDF et en mode *Static*.

La Figure III-40 présente les courbes de calibration en température de δ des bandes Raman Stokes du GaN et du CeO_2, lorsque celui-ci est déposé sur la couche de GaN (CeO_2/GaN), de la grille (CeO_2/grille) et du contact ohmique (CeO_2/contact ohmique) du HEMT AlGaN/GaN sur substrat saphir. Les points expérimentaux correspondant au GaN en profondeur et au CeO_2/GaN, sont extraits à partir des mêmes spectres Raman, comme nous l'avons précisé sur la Figure III-39.(a). Les trois zones de mesure sont celles reportées sur la Figure III-38.

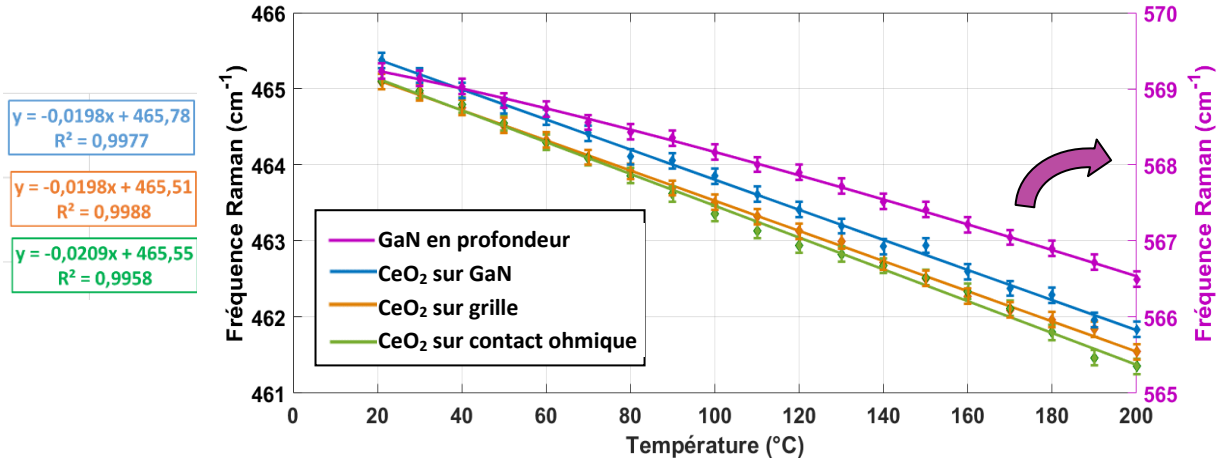


Figure III-40 : Courbes de calibration en température du décalage de δ de la couche de GaN et du CeO_2 après dépôt par spin-coating, sur trois types de surface d'un HEMT AlGaN/GaN sur substrat saphir.
Conditions de mesure : λ_{inc} = 633 nm, P_{laser} = 10 mW, temps d'acquisition = 40 s, objectif x50 LDF et en mode *Static*.

Nous constatons que les valeurs de δ relatives au CeO_2 déposé sur les trois types de surface, diminuent linéairement lorsque la température varie de la température ambiante à 200 °C, avec un coefficient de corrélation supérieur à 0,99. De plus, les régressions linéaires de δ = f(T) permettent

d'obtenir des coefficients directeurs contenus dans l'incertitude de mesure de ceux extraits jusque-là (Figure III-36), c'est-à-dire - 0,021 ± 0,001 cm^{-1}.

A partir de la Figure III-40, nous remarquons une diminution de δ relatif au GaN en profondeur selon la même loi de puissance exposée à l'Eq. III-4. Les paramètres de fit de cette courbe sont regroupés dans le Tableau III-9.

A ($°C^{-B}.cm^{-1}$)	B (sans unité)	C (cm^{-1})	R^2
0,004747	1,209	569,4	0,9991

Tableau III-9 : Paramètres de fit de la courbe décrivant l'évolution de δ(GaN) sur la Figure III-40.

Nous observons un haut coefficient R^2 des paramètres de fit, traduisant une bonne corrélation entre la loi de puissance et les points expérimentaux. De plus, les valeurs de ces paramètres sont très proches de celles extraites à partir de l'échantillon AlGaN/GaN sur substrat saphir exposées dans le Tableau III-7.

Par conséquent, le dépôt des particules de CeO_2 par spin-coating ne semble pas avoir d'influence sur l'évolution de δ du GaN et du CeO_2 avec l'élévation de la température, par rapport au dépôt par « saupoudrage » ou au CeO_2 seul au sein de la cellule thermique LINKAM.

La Figure III-41 présente les régressions linéaires des évolutions de Γ des bandes Raman relatives aux particules de CeO_2, mesurées sur les trois types de surface exposées sur la Figure III-38.

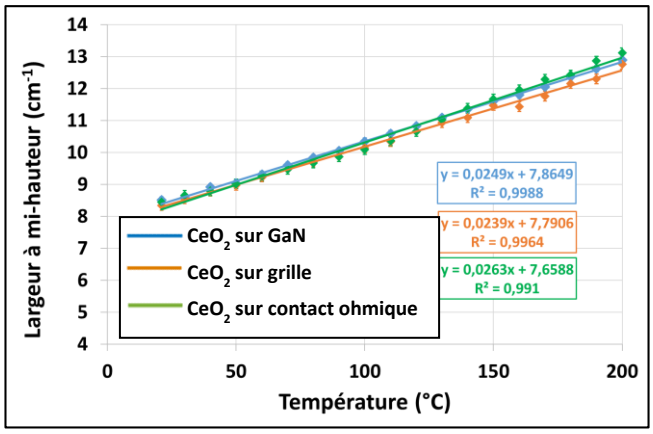


Figure III-41 : Courbes de calibration en température du décalage de Γ du CeO_2 après dépôt par spin-coating, sur trois types de surface d'un HEMT AlGaN/GaN sur substrat saphir.
Conditions de mesure : λ_{inc} = 633 nm, P_{laser} = 10 mW, temps d'acquisition = 40 s, objectif x50 LDF et en mode *Static*

Nous constatons que les valeurs de Γ augmentent linéairement lorsque la température varie de la température ambiante à 200 °C, avec un coefficient de corrélation supérieur à 0,99. De plus, les régressions linéaires de Γ = f(T) permettent d'obtenir des coefficients directeurs contenus dans l'incertitude de mesure de ceux regroupés sur la Figure III-37, c'est-à-dire 0,025 ± 0,001 cm^{-1}. Par conséquent, le dépôt par spin-coating n'exerce pas d'influence supplémentaire sur l'évolution de Γ du CeO_2 avec l'élévation de température, par rapport à la technique de « saupoudrage » ou du CeO_2 seul.

A partir des courbes de calibration mises en évidence sur la Figure III-40 et la Figure III-41, il est possible d'estimer la résolution en température à partir des incertitudes de mesure Raman. En effet, ces

dernières étant de ± 0,1 et ± 0,15 cm^{-1} pour les mesures de δ et Γ, respectivement, si l'on reporte ces écarts sur leurs courbes de calibration respectives nous obtenons une incertitude de mesure de la température de ± 5 °C pour les deux paramètres.

Les courbes de calibration présentées dans cette partie ont montré la possibilité de caractériser la température d'auto-échauffement de composants polarisés, à partir du spectre Raman des particules de CeO_2 déposées en surface par spin-coating, sur des métaux et du GaN, mais également celle du GaN en profondeur. Nous allons maintenant évaluer l'impact du dépôt des particules de CeO_2 sur les propriétés électroniques du composant.

4.2.2.2 Influence du dépôt des particules de CeO_2 par spin-coating sur les propriétés électroniques du HEMT AlGaN/GaN sur substrat saphir

Pour évaluer l'impact du dépôt par spin-coating sur les propriétés électroniques du transistor, nous avons extrait les caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) avant et après l'application des particules de CeO_2 à la surface du transistor. Ces caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) sont présentées à la Figure III-42.

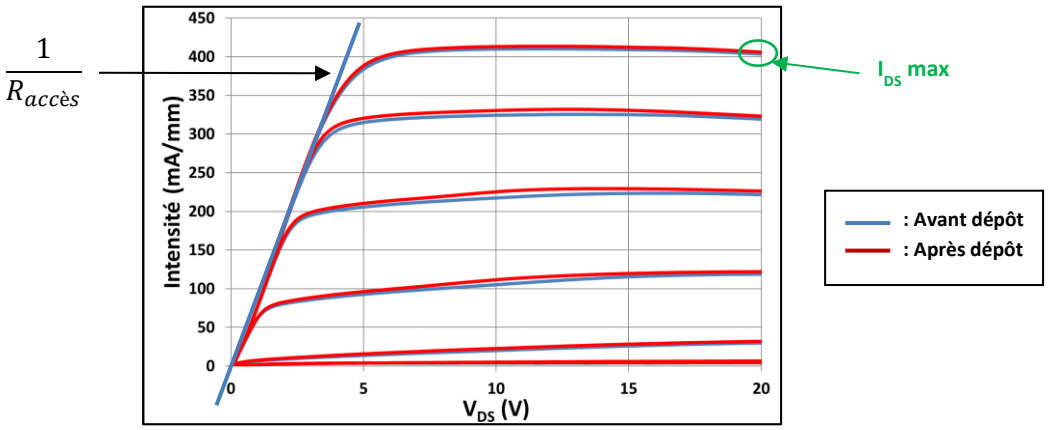


Figure III-42 : Caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) d'un HEMT AlGaN/GaN sur substrat saphir avant (en bleu) et après dépôt de particules de CeO_2 par spin-coating (en rouge).
V_{DS} varie de 0 à 20 V par pas de 200 mV et V_{GS} évolue de - 6 à 1 V par pas de 1 V.

A partir de cette figure, nous observons que les courbes I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) mesurées à V_{GS} = - 1, 0 et 1 V montrent un léger abaissement du courant I_{DS} à partir de V_{DS} = 15 V qui est attribué soit à un effet thermique [15, 230] et/ou soit à un effet de pièges [231].

L'extraction des valeurs de $I_{DS\,max}$ (valeur de I_{DS} mesurée à V_{DS} = 20 V et à V_{GS} = 1 V) et de $R_{accès}$, correspondant à l'inverse de la pente définie sur la Figure III-42, avant et après dépôt du CeO_2 permet de vérifier si les caractéristiques électriques des composants se dégradent ou non. Dans ces conditions, nous constatons que les valeurs de $I_{DS\,max}$ et $R_{accès}$ restent égales à 405 mA/mm et 71 Ω après le dépôt par spin-coating, il n'y a donc pas d'effet de la présence des particules sur les caractéristiques électriques du transistor.

Dans ces deux dernières parties, nous avons montré que la technique de dépôt par spin-coating ne modifiait pas l'évolution des paramètres δ et Γ relatifs au CeO_2 en fonction de la température, par rapport

à la technique par « saupoudrage » ou du CeO_2 seul. Nous avons également estimé la résolution en température de cette technique de thermométrie à ± 5 °C. Enfin, nous avons montré que ce type de dépôt n'engendre pas de modification des caractéristiques électriques du composant.

Nous allons maintenant caractériser thermiquement un transistor AlGaN/GaN sur substrat saphir afin de démontrer la faisabilité de cette technique de thermométrie.

4.2.2.3 Détermination de la température d'auto-échauffement d'un HEMT AlGaN/GaN sur substrat saphir, à partir de dépôt de particules de CeO_2

Dans cette partie nous présenterons les résultats des températures d'auto-échauffement d'un HEMT AlGaN/GaN sur substrat saphir polarisé en régime continu. Nous avons caractérisé les particules de CeO_2 disposées en faible amas (inférieur au micromètre) à la surface du GaN, de la grille et d'un contact ohmique. Nous avons également sondé le GaN en profondeur. La micrographie du composant et les zones de mesure sont présentées sur la Figure III-43.

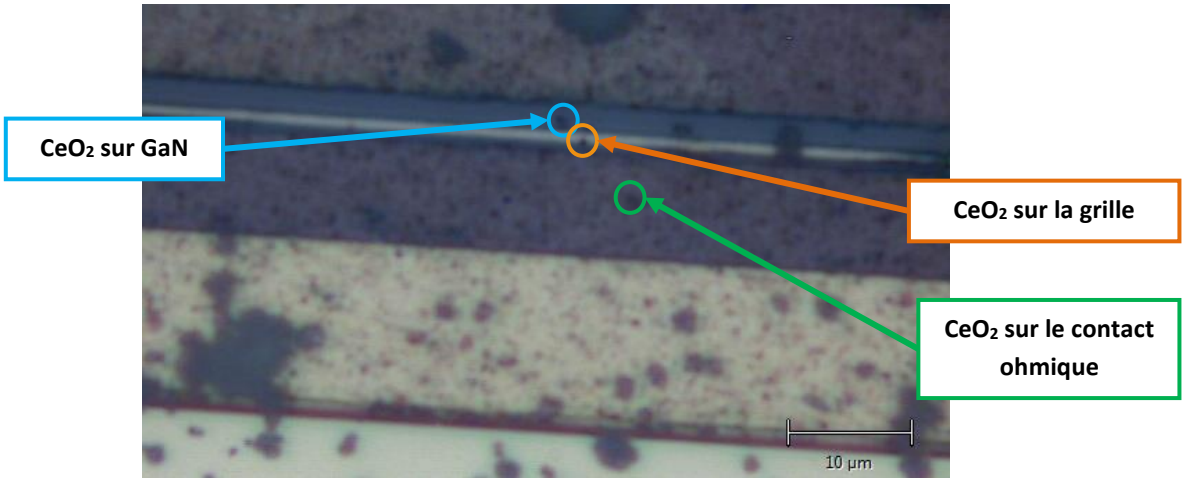


Figure III-43 : Micrographie du HEMT AlGaN/GaN sur substrat saphir sur lequel les particules de CeO_2 (taches noires) sont déposées par spin-coating. Les particules de CeO_2 mesurées sont mises en évidence en bleu, orange et vert.

Le composant a été polarisé en régime continu, pour des V_{DS} allant de 5 à 30 V par pas de 5 V, et à V_{GS} = 0 V. Pour chacune de ces conditions de polarisation, le composant est préalablement polarisé à canal pincé, à V_{GS} = - 8 V, représentant l'état de référence à température ambiante (20 °C) pour mesurer l'échauffement du transistor. Le courant I_{DS} a été suivi durant l'acquisition des mesures Raman, et une augmentation a été observée lors de l'ouverture du shutter laser. Cependant, l'émission de ce dernier représente un impact inférieur à 5% sur l'augmentation du courant pour chaque condition de polarisation testée, soit une influence inférieure à 5% sur l'élévation de la température du composant.

La Figure III-44 regroupe les mesures de température par spectroscopie Raman, sur les particules de CeO_2, via le suivi du paramètre δ, ainsi que du GaN en profondeur.

A partir de la Figure III-44, nous constatons une évolution quasiment linéaire de l'élévation de la température du CeO_2 et du GaN en fonction de la puissance dissipée, dans l'incertitude des mesures, ce qui est en accord avec la littérature [14, 53]. En effet, nous remarquons qu'à $P_{diss} \approx 1{,}0$ W.mm^{-1}, les valeurs de ΔT des quatre courbes sont proches de 15 ± 5 °C, puis, augmentent avec l'élévation de P_{diss}, jusqu'à

atteindre, à P_{diss} ≈ 6,7 W.mm^{-1}, environ 60, 80, et 110 °C sur le CeO_2/contact ohmique, dans le GaN en profondeur et sur le CeO_2/GaN, respectivement. Nous avons également mesuré un ΔT de 90 °C sur le CeO_2/grille à P_{diss} ≈ 6,0 W.mm^{-1}. Nous n'avons pas montré de résultat sur cette dernière surface aux alentours de P_{diss} ≈ 6,7 W.mm^{-1} car le laser entrainait, à cette condition de polarisation, une dégradation du courant de grille. Ce phénomène fut visible par une augmentation continue du courant I_{GS} lorsque le shutter était ouvert, ainsi qu'une élévation du courant I_{DS} de l'ordre de 8 à 10%, par rapport à sa valeur avec le shutter fermé. Enfin, les valeurs des ordonnées à l'origine des courbes de tendances que nous avons déterminées, sont égales à 0 °C dans l'incertitude de mesure de ± 5 °C.

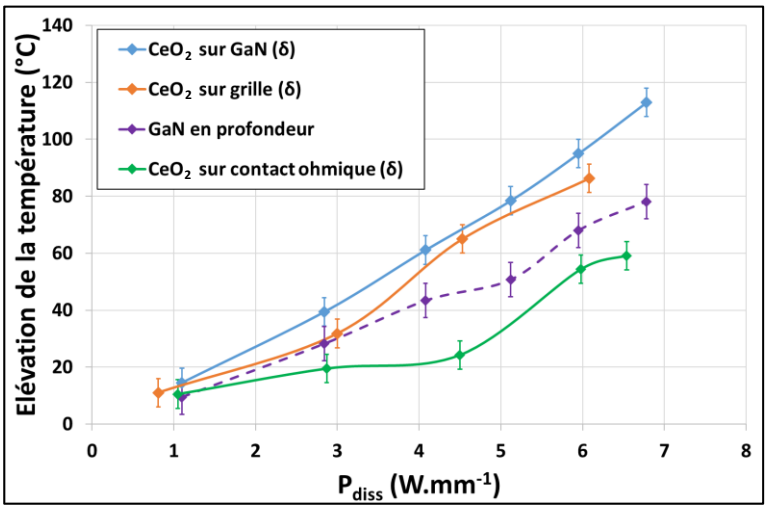


Figure III-44 : Élévation de la température mesurée sur les particules de CeO_2 déposées sur le GaN, la grille et un contact ohmique, ainsi que du GaN en profondeur. Les mesures sur le CeO_2 ont été réalisées par suivi de δ. Conditions de mesure : λ_{inc} = 633 nm, P_{laser} = 5 mW, temps d'acquisition = 20 s, objectif x50 LDF et en mode *Static*.

Sur la Figure III-44 nous constatons que les valeurs de ΔT du GaN en profondeur et du CeO_2/grille à P_{diss} ≈ 6,0 W.mm^{-1} sont respectivement d'environ 70 et 90 °C, soit un écart de 20 °C, ce qui est en accord avec l'étude menée par Simon et *al.* [137], utilisant des particules de diamant déposées sur un HEMT AlGaN/GaN sur substrat SiC. En effet, cette étude a révélé un écart de températures de 25 °C à P_{diss} ≈ 6,0 W.mm^{-1}, avec des valeurs de ΔT de 50 et 75 °C du GaN en profondeur et du CeO_2/grille, respectivement. Nous notons que ces valeurs sont inférieures aux nôtres, mais cela peut être expliqué par le fait que le substrat SiC utilisé possède une meilleure conductivité thermique [53].

Nous remarquons également que les valeurs de ΔT du CeO_2/contact ohmique à P_{diss} ≈ 6,0 W.mm^{-1} sont inférieures à celles des autres courbes, avec des écarts de 15, 20 et 30 °C par rapport au GaN en profondeur, au CeO_2/grille et au CeO_2/GaN, respectivement. Cette tendance est compréhensible du fait que la surface du contact ohmique sondée est la zone de mesure la plus éloignée de la région la plus chaude du HEMT.

A partir de la Figure III-44, nous remarquons également que les valeurs de ΔT du CeO_2/GaN sont systématiquement supérieures à celles de CeO_2/grille, mais restent tout de même proches avec des écarts de température inférieurs à 10 °C. Nous n'avons pas connaissance, à ce jour, d'étude qui compare les mesures de température en surface du GaN avec celles de la grille. Cependant, plusieurs résultats de

simulation thermique sont relayés dans littérature pour des transistors analogues, qui semblent montrer la possibilité que les températures de ces deux surfaces soient proches [19, 137].

La Figure III-45 regroupe les mesures de température par spectroscopie Raman, sur les particules de CeO_2, via le suivi du paramètre *Γ*, ainsi que du GaN en profondeur.

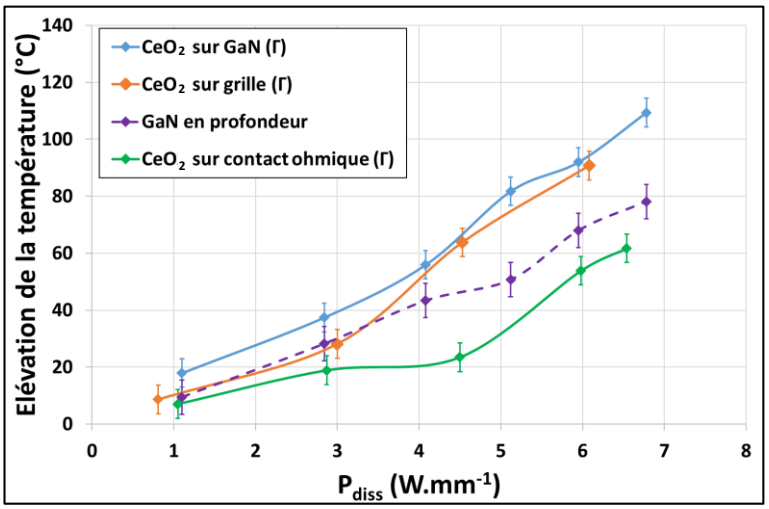


Figure III-45 : Élévation de la température mesurée sur les particules de CeO_2 déposées sur le GaN, la grille et un contact ohmique, ainsi que du GaN en profondeur. Les mesures sur le CeO_2 ont été réalisées par suivi de Γ.
Conditions de mesure : λ_{inc} = 633 nm, P_{laser} = 5 mW, temps d'acquisition = 20 s, objectif x50 LDF et en mode *Static*.

La courbe de *ΔT* relative au GaN en profondeur est la même que celle présente sur la Figure III-44, nous l'ajoutons ici pour la comparer aux autres courbes. A partir de la Figure III-44 et de la Figure III-45, nous constatons que chaque couple de valeurs *ΔT* mesurées *via* les propriétés *δ* et *Γ* provenant du même spectre Raman, sont contenus dans l'incertitude de mesure de 5 °C. De plus, les valeurs des ordonnées à l'origine des courbes de tendances sont elles aussi égales à 0 °C dans l'incertitude de mesure de ± 5 °C. Cette tendance met en évidence une bonne corrélation entre les résultats extraits par les deux techniques étudiées, basées sur le suivi des paramètres *δ* et *Γ*. De ce fait, l'ensemble des observations et corrélations avec la littérature que nous avons développées dans le paragraphe précédent à partir de la description de la Figure III-44, est donc adapté dans le cas des résultats présentés sur la Figure III-45.

Les résultats présentés sur la Figure III-44 et la Figure III-45 montrent une bonne corrélation des mesures entre les deux techniques testées (i.e. suivis de *δ* et *Γ*). De plus, les tendances observées et les valeurs obtenues sont en accord avec la littérature. Ainsi, ces premiers résultats semblent prometteurs et nous poussent à continuer à expérimenter la technique sur d'autres types de technologie HEMT. Nous avons par exemple testé la méthode sur un HEMT AlGaN/GaN sur substrat Si (111), dont nous présentons plus brièvement les résultats des mesures thermiques dans la partie suivante.

4.2.2.4 Résultats des mesures thermiques sur un HEMT AlGaN/GaN sur substrat Si (111), à partir de dépôt de particules de CeO_2 par spin-coating.

La Figure III-46.(a) et Figure III-46.(b) regroupent les résultats des ΔT d'auto-échauffement d'un HEMT AlGaN/GaN sur substrat Si (111) polarisé en régime continu, à l'aide des techniques de suivi des paramètres δ et Γ, respectivement, du CeO_2 déposé sur la couche de GaN, de la grille et d'un contact ohmique. Tout comme pour l'étude précédente avec l'échantillon sur substrat saphir, chaque point expérimental est issu d'une moyenne de trois mesures. Les résultats de température obtenus à partir du GaN en profondeur sont les mêmes sur les deux figures.

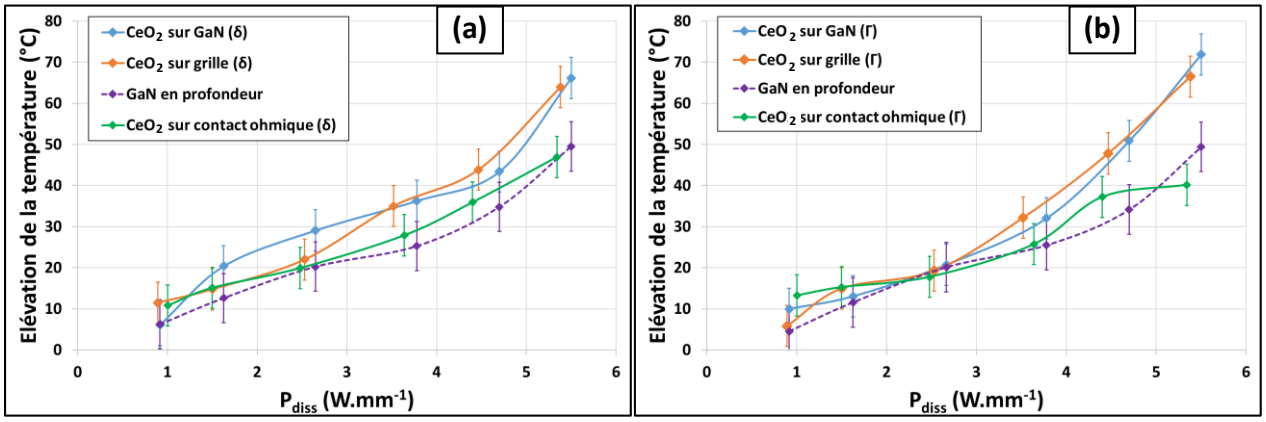


Figure III-46 : Élévation de la température mesurée sur les particules de CeO_2 déposées sur le GaN, la grille et un contact ohmique, ainsi que du GaN en profondeur. Les mesures sur le CeO_2 ont été réalisées par suivi de δ (a) et de Γ (b). Conditions de mesure : λ_{inc} = 633 nm, P_{laser} = 5 mW, temps d'acquisition = 40 s, objectif x50 LDF et en mode *Static*.

A partir de la Figure III-46.(a), nous constatons une augmentation quasiment linéaire du ΔT avec l'élévation de P_{diss}, en accord avec la littérature [14, 53]. Seules les courbes de CeO_2/GaN et CeO_2/grille ne passent pas par le point 0 °C à P_{diss} = 0 W.mm^{-1}, dans l'incertitude de mesure, ce qui signifie que les mesures semblent moins précises avec cet échantillon et qu'il serait nécessaire de réitérer le protocole. Nous notons ainsi qu'à $P_{diss} \approx$ 1,0 W.mm^{-1}, les valeurs de ΔT des quatre courbes sont d'environ 10 ± 5°C, puis augmentent avec l'élévation de la puissance dissipée, jusqu'à atteindre des ΔT de 45, 50, 65 et 65 °C respectivement sur le CeO_2/contact ohmique, le GaN en profondeur, le CeO_2/grille et le CeO_2/GaN. Nous remarquons ainsi que les valeurs obtenues sur le CeO_2/grille sont supérieures à celle du GaN en profondeur, d'environ 15 °C à $P_{diss} \approx$ 5,5 W.mm^{-1}, ce qui est corrélé avec l'étude de Simon *et al*. [137]. Pour cette même puissance dissipée, nous observons des ΔT similaires entre le CeO_2/GaN et le CeO_2/grille. Cette observation n'a pas été vérifiée expérimentalement dans la littérature, à notre connaissance, mais les résultats de simulation thermique semblent montrer qu'il est possible que les températures soient comparables du fait que les distances par rapport au « point chaud » sont proches [19, 137]. Nous remarquons également que les températures de ces deux dernières surfaces sont supérieures d'environ 20 °C à la valeur obtenue sur le CeO_2/contact ohmique, ce qui peut être expliqué par une proximité moins grande entre la surface du contact ohmique sondée et le « point chaud », par rapport aux deux autres surfaces mesurées et ce dernier.

A partir de la Figure III-46.(a) et de la Figure III-46.(b), nous constatons que chaque couple de valeurs ΔT mesurées *via* les propriétés δ et Γ provenant du même spectre Raman, est contenu dans l'incertitude de mesure de 5 °C. De ce fait, les résultats mis en évidence sur ces deux figures montrent que les deux techniques de thermométrie semblent produire des mesures qui sont bien corrélées entre elles. Par conséquent, les similitudes avec la littérature qui ont été reportées dans le paragraphe précédent vis-à-vis de la Figure III-46.(a), sont adaptables aux résultats regroupés sur la Figure III-46.(b).

En comparant l'ensemble des résultats obtenus sur le HEMT AlGaN/GaN sur substrat Si (111) avec celui sur substrat saphir, nous pouvons constater plusieurs phénomènes identiques qui sont corrélés avec la littérature, tels que la linéarité des ΔT en fonction de P_{diss}, les zones de CeO_2/grille plus chaudes que le GaN en profondeur, ou encore les régions de CeO_2/contact ohmique qui semblent plus froides que le CeO_2/grille et le CeO_2/GaN.

Cependant, nous observons des valeurs de ΔT plus élevées avec le HEMT sur substrat saphir à $P_{diss} \approx 6{,}0$ W.mm^{-1}, que celui sur substrat Si (111) à $P_{diss} \approx 5{,}5$ W.mm^{-1}, de l'ordre de 10, 20, 20 et 30 °C, respectivement sur le CeO_2/contact ohmique, le GaN en profondeur, le CeO_2/grille et le CeO_2/GaN. L'écart de densité de puissance dissipée n'explique pas entièrement ces différences de température. L'explication de ce phénomène provient surtout du substrat Si (111) qui possède une plus haute conductivité thermique que le saphir et dissipe donc mieux la chaleur [53, 232]. Les résultats de température issus de ces deux technologies mettent donc en évidence des valeurs cohérentes entre elles.

4.3 Bilan

Dans cette partie nous avons présenté une technique de thermométrie de surface développée au sein du laboratoire, reposant sur la mesure par spectroscopie Raman de particules de CeO_2 déposées par spin-coating. Après avoir exposé le principe de la méthode et les spécificités par rapport aux autres études utilisant des microparticules dans la littérature, nous avons évalué la répétabilité des mesures sur le CeO_2, et étudié l'influence de divers paramètres, de la température ambiante jusqu'à des valeurs de 200 et 300 °C.

Nous avons ensuite testé la faisabilité de la méthode en étudiant les courbes de calibration, l'influence du dépôt sur les propriétés électroniques et enfin, en mesurant la température d'auto-échauffement de deux technologies différentes en régime continu. Les résultats ont montré de bonnes corrélations avec ceux de la littérature et nous poussent à tester cette technique sur d'autres composants. Par exemple sur le Golden Unit, pour lequel la méthode de dépôt par spin-coating devra être adaptée, compte tenu de la carte de mesure plus lourde et plus encombrante que les échantillons testés jusque-là.

Nous allons maintenant aborder la dernière partie de ce chapitre, sur l'impact de l'effet du champ électrique sur les propriétés des raies Raman.

5 Étude de l'effet de champ sur des composants AlInN/GaN

Comme nous l'avons précisé dans la partie 3.1.2 de ce chapitre, la polarisation des composants AlGaN/GaN peut induire un effet piézoélectrique inverse, générant des contraintes mécaniques

susceptibles d'influencer la valeur de δ (GaN). Par conséquent, l'effet du champ électrique des composants AlGaN/GaN peut fausser l'extraction de la température à partir de la position des bandes Raman attribuées au GaN.

Cependant, cet effet d'inversion du champ piézoélectrique ne devrait pas être observé pour la nouvelle génération des transistors à base de GaN tels que les HEMTs AlInN/GaN. En effet, la possibilité de réaliser des hétérostructures AlInN/GaN adaptées en maille permet de diminuer les effets de contraintes mécaniques et donc l'effet piézoélectrique au sein des hétérostructures AlInN/GaN. Nous précisons toutefois que l'hétérostructure AlInN/GaN n'est accordée en maille que dans des conditions stœchiométriques spécifiques, avec un taux d'indium autour de 17% comme le montre la Figure III-47. Il est important de préciser que l'hétérojonction AlInN/GaN est caractérisée par un gaz électronique bidimensionnel plus dense comparé aux transistors AlGaN/GaN car la polarisation spontanée est plus élevée dans la couche barrière d'AlInN que dans celle d'AlGaN. Par conséquent, les transistors AlInN/GaN sont d'excellents candidats pour le remplacement des HEMTs AlGaN/GaN pour les applications de puissance à haute fréquence [233].

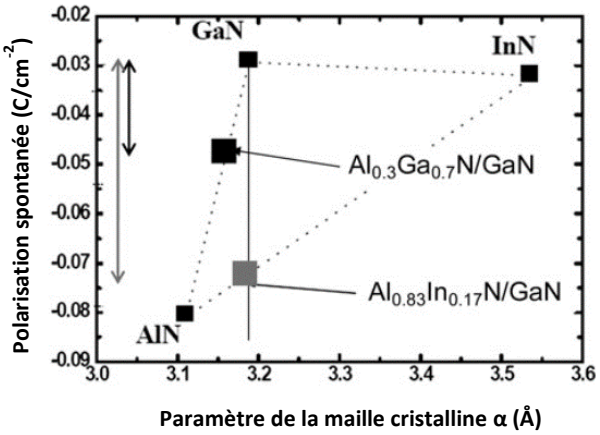


Figure III-47 : Polarisation spontanée en fonction du paramètre de maille α. Les composants $Al_{0,83}In_{0,17}N/GaN$ et $Al_{0,3}Ga_{0,7}N/GaN$ sont repérés [234].

5.1 Présentation des composants

Ces transistors AlInN/GaN nous ont été fournis par l'IEMN (Institut d'Électronique de Microélectronique et de Nanotechnologie). Ils sont constitués d'un substrat en saphir sur lequel ont été déposées par MOCVD une couche de GaN de 3 µm, une couche d'AlN d'1 nm et une couche d'$Al_{0,82}In_{0,18}N$ non intentionnellement dopée de 11 nm. Les contacts ohmiques ont été obtenus en évaporant des couches de Ti/Al/Ni/Au puis en effectuant un recuit à 900 °C pendant 30 s sous atmosphère d'azote. Le contact Schottky a été obtenu en utilisant des couches de Ni/Au. De plus, l'espace grille-source et grille-drain sont respectivement de 1 et 1,5 µm. L'isolation a été réalisée par gravure sèche et les composants ont été passivés avec des couches de SiO_2/SiN. Ces composants possèdent deux doigts de grille dont la longueur et la largeur de grille sont respectivement égales à 1,5 et 2 x 50 µm.

5.2 Protocole expérimental

Avant d'extraire les températures d'auto-échauffement des transistors AlInN/GaN polarisés en mode opérationnel avec précision, il est nécessaire de s'assurer que le champ électrique induit par la polarisation des composants n'a aucun impact sur les contraintes mécaniques à l'origine de l'effet piézoélectrique ou sur d'autres types de contraintes et par conséquent sur la position des bandes Raman relatives au GaN.

Ainsi, l'influence des composantes verticale (étude 1) et horizontale (étude 2) du champ électrique existant lorsque les composants sont polarisés en mode opérationnel sur la position de la bande Raman Stokes E_2h attribuée au GaN a donc été étudiée. De même, l'impact simultané des deux composantes (études 3 et 4) du champ électrique sur δ de la bande Raman E_2h a été analysé.

En effet, les conditions de polarisation des composants utilisées dans chaque cas sont décrites ci-dessous :

Étude 1 : les composants sont polarisés à V_{DS} = 0 V et à un V_{GS} variant de 0 à - 60 V, par pas de 10 V.
Étude 2 : les composants sont polarisés à V_{GS} = - 6 V et à un V_{DS} variant de 0 à 60 V par pas de 5 V.
Étude 3 : les composants sont polarisés à V_{GS} = - 60 V et à un V_{DS} variant de 0 à 60 V par pas de 5 V.
Étude 4 : les composants sont polarisés à V_{GS} = 0 V et à un V_{DS} variant de 0 à 45 V par pas de 5 V.

Les paramètres expérimentaux utilisés pour mesurer les spectres Raman ont été choisis de telle sorte que le pic E_2h du GaN ait une amplitude supérieure à 10 000 coups. Pour cela, nous avons utilisé un laser émettant à une longueur d'onde excitatrice de 633 nm et délivrant une puissance égale à 1 mW, un temps d'acquisition de 80 s. De plus, le spectromètre a été configuré en mode *Static*. Il est important de spécifier que durant l'ensemble de ces études, la puissance du laser de 1 mW générait une augmentation de I_{DS} d'une valeur inférieure à 5%.

Les caractéristiques électriques (I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}), I_{GS} (V_{GS}) et I_{DS} (V_{GS})) des HEMTs AlInN/GaN ont été mesurées avant et après la caractérisation par spectroscopie Raman afin de vérifier si cette étude a engendré une dégradation des composants ou non. De même, le courant I_{GS} a été mesuré à chaque fois puis le courant I_{DS} a été caractérisé aussi bien au début et à la fin de l'acquisition du spectre Raman qu'avant et après l'exposition des composants sous le laser.

Avant de débuter les mesures par spectroscopie Raman, nous avons réalisé les caractérisations électriques (I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}), I_{GS} (V_{GS}) et I_{DS} (V_{GS})) sur 28 composants, afin de s'assurer de la représentativité des transistors sélectionnés pour les différentes études. Pour chacune de ces dernières, nous avons utilisé un seul composant. La durée de chaque étude est comprise entre 3 et 5 h.

5.3 Résultats des mesures effectuées

5.3.1 *Étude N°1*

Dans cette étude, nous allons étudier l'impact du champ électrique vertical généré par la tension de grille V_{GS} sur les contraintes mécaniques pouvant exister au sein de l'hétérostructure AlInN/GaN. Pour cela nous faisons varier V_{GS} de 0 à - 60 V par pas de 5 V, tandis que la tension V_{DS} reste nulle. Comme nous l'avons précédemment expliqué dans ce chapitre, la sensibilité vis-à-vis de l'état de contrainte du mode

Raman E_2h est différente de celle du pic Raman $A_1(LO)$ [141, 142]. Pour ces raisons, nous avons étudié l'influence du champ électrique sur ces deux modes Raman. En effet, la Figure III-48 présente l'évolution de δ des modes $A_1(LO)$ (en rouge) et E_2h (en bleu) du GaN lorsque V_{GS} varie de 0 à - 60 V.

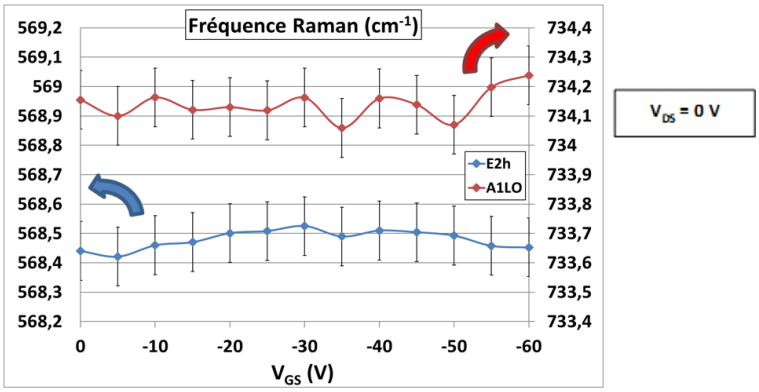


Figure III-48 : Évolution de la fréquence Raman des phonons E_2h et $A_1(LO)$ du GaN en fonction de la tension de grille V_{GS}.

Nous constatons que les valeurs de $\delta(E_2h)$ et $\delta(A_1LO)$ restent égales à 568,5 ± 0,1 et 734,1 ± 0,1 cm^{-1}, respectivement, quelle que soit la valeur de V_{GS} lorsque V_{DS} = 0 V.

La Figure III-49 présente les caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) d'un HEMT AlInN/GaN sur un substrat de saphir avant (en bleu) et après (en rouge) la caractérisation de ces composants par spectroscopie Raman.

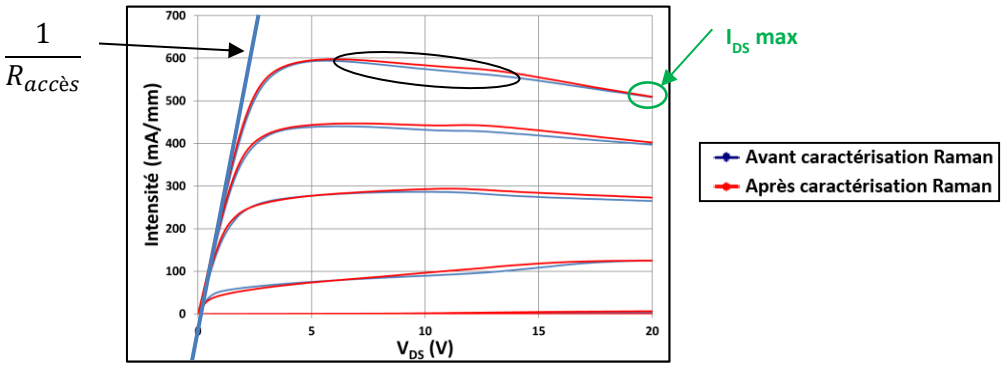


Figure III-49 : Caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) d'un HEMT AlInN/GaN avant (en bleu) et après l'étude N°1 (en rouge). V_{DS} varie de 0 à 20 V par pas de 200 mV et V_{GS} évolue de - 6 à 1 V par pas de 1 V.

A partir de cette figure, nous observons que les courbes I_{DS} (V_{DS}) mesurées à V_{GS} = - 1 et 0 V montrent un abaissement du courant I_{DS} à partir de V_{DS} = 5 V qui est attribué soit à un effet thermique [15, 230] et/ou soit à un effet de pièges [231].

Nous constatons que les valeurs de $I_{DS\,max}$ et $R_{accès}$ restent égales à 510 mA/mm et 117 Ω après l'étude N°1. Cette dernière n'engendre donc pas de dégradation des caractéristiques électriques du transistor.

Nous remarquons également que les courbes I_{DS} (V_{DS}) présentées sur la Figure III-49 et mesurées à V_{GS} = - 1, 0 et 1 V mettent en évidence une « brusque » augmentation du courant de drain lorsque V_{DS} est

inférieure à 15 V (un exemple est donné dans la zone entourée en noir). Ce phénomène, nommé effet *kink*, a déjà été observé sur des caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) de la filière GaN [76, 235]. Dans ce cas, l'effet *kink* peut être attribué à une capture d'électrons du canal par les pièges électriques présents dans la couche GaN (buffer) [236]. Ensuite, ces électrons sont dépiégés lorsque la tension drain-source augmente et que le champ électrique devient suffisamment élevé [237, 238].

La Figure III-50 présente les caractéristiques G_m (V_{GS}) à V_{DS} = 15 V d'un HEMT AlInN/GaN avant et après les mesures de l'étude N°1.

La Figure III-50 permet d'analyser l'impact de l'étude n°1 sur la caractéristique G_m (V_{GS}) mesurée à V_{DS} = 15 V. On constate que cette étude n'a aucune influence sur la transconductance lorsque V_{GS} varie de - 2 à 3 V. D'ailleurs $G_{m\ max}$ reste stable à 180 mS/mm. Cependant, la tension de pincement V_p, définie comme étant l'intersection de la tangente (droite bleue sur la Figure III-40 (b)) de la courbe G_m (V_{GS}) avec l'axe des abscisses (c'est à dire à G_m = 0 mS/mm) évolue légèrement de - 2,9 à - 3,1 V (- 6%).

Nous avons également extrait les coefficients d'idéalité (η) et les hauteurs de barrière de la grille (Φ_b) avant et après chaque étude. La méthode permettant de déterminer ces deux paramètres est décrite dans la thèse de S. Petitdidier [238]. Dans le cas de l'étude n°1, celle-ci n'a induit aucune modification des valeurs de η et Φ_b, qui sont restées constantes à 6,6 et 0,58 eV, respectivement. Cette dernière valeur est en accord avec celles que l'on retrouve dans plusieurs études où l'on constate des hauteurs de barrière comprises entre 0,58 et 0,70 eV [239, 240]. Nous pouvons constater que la valeur du coefficient d'idéalité obtenue est élevée et peut être expliquée par un mécanisme de génération – recombinaison de Poole-Frenkel ou d'effet tunnel [239].

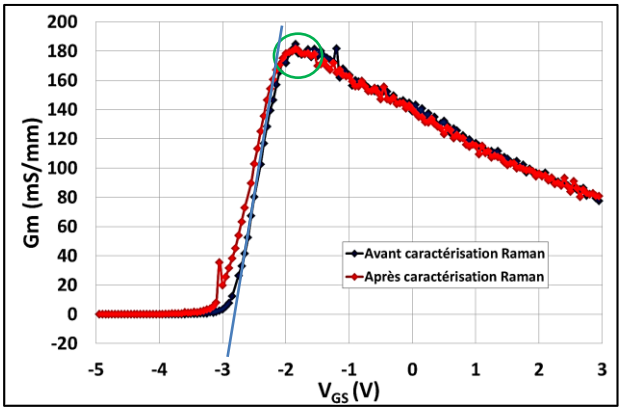


Figure III-50 : Transconductance G_m (V_{GS}, V_{DS} = 15 V) d'un HEMT AlInN/GaN sur substrat saphir avant (en bleu) et après les mesures de l'étude N°1 (en rouge).

Ainsi, nous pouvons conclure que l'étude 1 n'a engendré quasiment pas de dégradation des caractéristiques électriques des transistors AlInN/GaN. De même, aucune évolution de la position des bandes Raman E_2h et A_1(LO) n'a été constatée quelle que soit la valeur de V_{GS}. Effectivement, les conditions de polarisation utilisées dans cette étude ne permettent pas la circulation d'un courant de drain puisque V_{DS} = 0 V. Par conséquent, aucun auto-échauffement du composant n'est possible et le seul phénomène physique qui pourrait expliquer une variation de δ des pics Raman A_1(LO) et E_2h serait une modification de l'état de contrainte des couches semiconductrices de l'hétérostructure AlInN/GaN. Dans ces conditions, nous pouvons affirmer qu'aucune modification des contraintes mécaniques existantes au

sein de l'hétérojonction AlInN/GaN n'est engendrée par le champ électrique vertical même si celui-ci est élevé. Ce résultat est différent de ceux observés lors des études concernant l'influence du champ électrique sur les contraintes mécaniques existantes au sein de l'hétérostructure AlGaN/GaN [142].

A la fin de l'étude n°1, le composant a été polarisé à V_{GS} = V_{DS} = 0 V et les mêmes valeurs de δ pour les modes A_1(LO) et E_2h que celles rapportées sur la Figure III-48 ont été obtenues.

En résumé, aucune modification de caractéristiques électriques des composants et des états de contraintes existant au sein des transistors n'a été constatée.

Après avoir étudié l'impact de V_{GS} sur le comportement électrique de HEMTs AlInN/GaN, l'influence de V_{DS} sur la position de la bande Raman E_2h et sur leurs caractéristiques électriques est analysée lorsque les transistors sont polarisés à V_{GS} = -6 V.

Remarques : Pour le reste des études nous ne présenterons que les résultats obtenus avec le δ(E_2h), car c'est le mode le plus sensible aux contraintes mécaniques [141].

5.3.2 *Étude N°2*

L'objectif de l'expérience est d'étudier l'effet du champ électrique engendré par l'élévation de la tension V_{DS} lorsque les composants fonctionnent à canal pincé. La Figure III-51.(a) présente l'évolution de la position de la bande Raman E_2h attribuée à GaN en fonction de l'augmentation de V_{DS}, et la Figure III-51.(b) les caractéristiques électriques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) du transistor avant et après les mesures réalisées au cours de l'étude N°2.

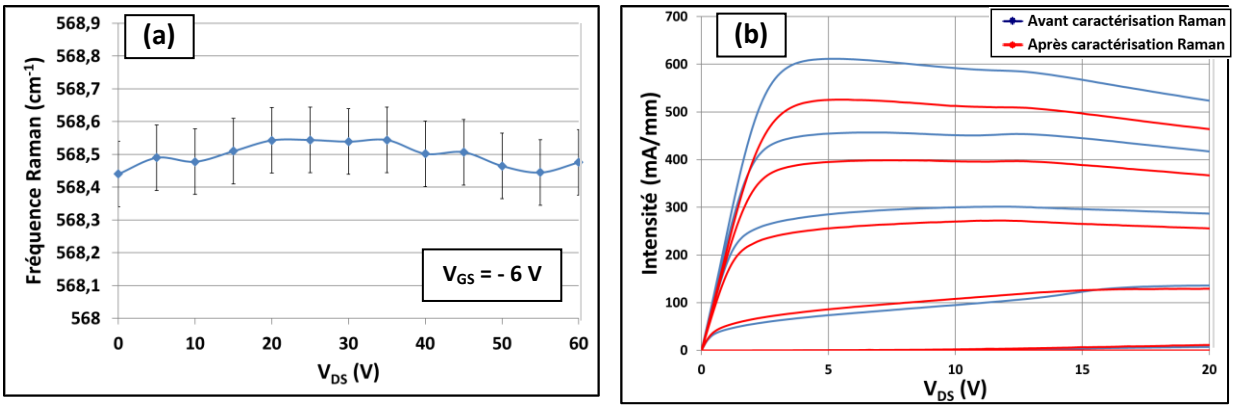


Figure III-51 : (a) Évolution de la fréquence Raman en fonction de l'augmentation de V_{DS} à canal pincé. (b) Caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) d'un HEMT AlInN/GaN avant (en bleu) et après l'étude N°2 (en rouge). V_{DS} varie de 0 à 20 V par pas de 200 mV et V_{GS} évolue de -6 à 1 V par pas de 1 V.

Nous constatons que pour chaque tension V_{DS} étudiée, les valeurs de δ restent constantes à 568,5 ± 0,1 cm^{-1}. Nous observons sur la Figure III-51.(b) une diminution des caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}), mise en évidence par une réduction de I_{DS} *max* de 524 à 464 mA/mm (- 11%) et d'une augmentation de $R_{accès}$ de 81 à 96Ω (+ 16%).

La Figure III-52 présente les caractéristiques G_m (V_{GS}) mesurées à V_{DS} = 15 V d'un HEMT AlInN/GaN avant et après l'étude N°2.

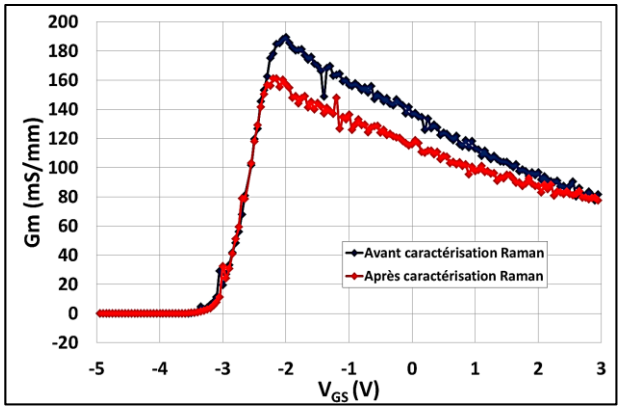


Figure III-52 : Transconductance G_m (V_{GS}, V_{DS} = *15 V*), d'un HEMT AlInN/GaN sur substrat saphir, avant (en bleu) et après l'étude N°2 (en rouge).

Nous remarquons une réduction de $G_{m\,max}$ de 190 à 160 mS/mm (- 16%) après l'étude n°2, tandis que V_p reste identique à - 3,1 V. Dans le même temps, nous avons relevé une augmentation de η de 5,4 à 6,2 (+ 13%), alors que Φ_b reste égal à 0,52 eV à partir de caractéristiques I_{GS} (V_{GS}).

La stabilité de la position de la bande Raman E_2h quelle que soit la valeur de V_{DS} confirme que les composants ne s'échauffent pas lorsqu'ils sont utilisés dans ces conditions opérationnelles. Cela est cohérent puisque le canal du transistor est pincé et il n'y a pas de circulation de courant entre le drain et la source.

Nous pouvons également ajouter que la stabilité de δ quelle que soit la valeur de V_{DS} montre que la tension drain-source n'induit aucune modification des contraintes mécaniques existantes au sein de la structure AlInN/GaN. Ce résultat est cohérent avec la faible intensité des effets du champ piézoélectrique existants au sein des hétérostructures AlInN/GaN, compte tenu du désaccord de maille réduit entre ces deux interfaces [241]. Dans le cas des transistors AlGaN/GaN, la polarisation V_{DS} peut être à l'origine de contrainte interne pouvant impliquer un phénomène d'inversion de l'effet piézoélectrique [131, 142] et par conséquent un décalage de δ.

La Figure III-51.(b) montre que l'étude N°2 génère une dégradation des caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) et par conséquent une réduction de $I_{DS\,max}$ et une augmentation de $R_{accès}$. Ces évolutions représentent une dégradation du courant de drain et/ou la manifestation d'effets de pièges [236].

De même, la Figure III-52 met en évidence une réduction de $G_{m\,max}$ de 190 à 160 mS/mm après avoir effectué l'étude N°2. De plus, nous constatons que la dégradation de la transconductance est plus prononcée quand V_{GS} varie entre - 2 et 1 V (zone proche de $G_{m\,max}$) que lorsque V_{GS} est proche de 3 V. Ainsi, nous pouvons dire que cette détérioration est principalement liée à une dégradation de la conductivité du canal et à un degré moindre à une augmentation de la résistance d'accès du drain causé par un piégeage d'électrons dans la zone d'accès grille-drain [236, 242].

Cela est cohérent avec la réduction de $R_{accès}$ visible sur la Figure III-51.(b) parce que la résistance d'accès est liée à la résistance du canal (R_{ch}) et aux résistances de source et de drain (respectivement, R_s et R_d) comme le montre l'expression suivante [243, 244]:

$$R_{accès} = R_{ch} + R_s + R_d \qquad \textbf{Eq. III-6}$$

L'abaissement des caractéristiques électriques mis en évidence sur la Figure III-51.(b) n'est pas issu des contraintes mécaniques générées par l'augmentation de la tension V_{DS} à canal pincé, car l'analyse par spectroscopie Raman n'a pas révélé la présence de contrainte exercée sur la couche de GaN au cours des mesures de l'étude N°2. Afin d'obtenir davantage d'informations, nous allons réaliser la même étude mais avec une tension V_{GS} bien plus forte, portée à - 60 V.

5.3.3 *Étude N°3*

Cette étude consiste à faire varier la tension V_{DS} de 0 à 60 V par pas de 10 V, à canal fortement pincé (V_{GS}= - 60 V). La Figure III-53.(a) présente l'évolution de la fréquence du phonon E_2h du GaN en fonction de V_{DS}, et la Figure III-53.(b) les caractéristiques électriques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) du transistor avant et après les mesures réalisées au cours de l'étude N°3.

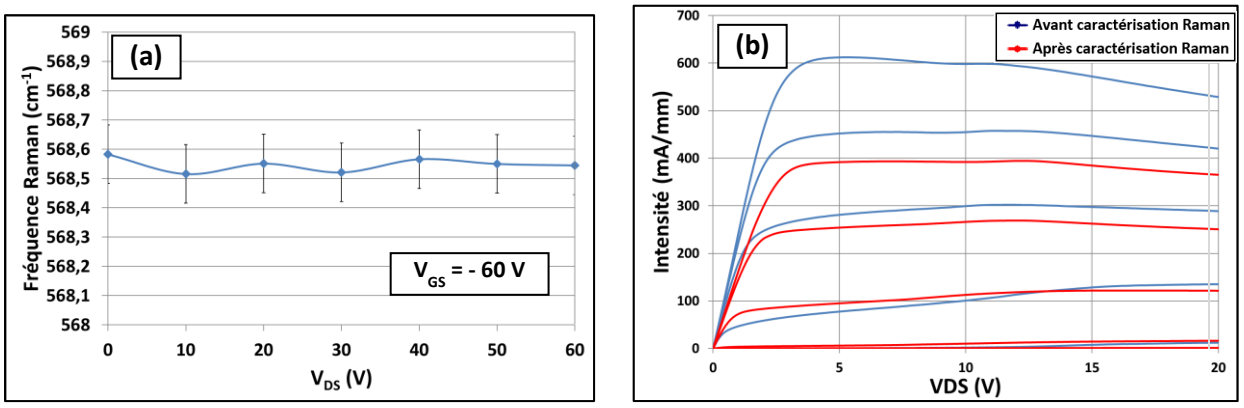


Figure III-53 : (a) Évolution de la fréquence Raman du phonon E_2h du GaN en fonction de la tension de drain à V_{GS} = - 60 V. (b) Caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) d'un HEMT AlInN/GaN avant (en bleu) et après le stress N°3 (en rouge). V_{DS} varie de 0 à 20 V par pas de 200 mV et V_{GS} évolue de - 6 à 1 V par pas de 1 V.

La Figure III-53.(a) montre que δ = 568,5 ± 0,1 cm^{-1} quelle que soit la valeur de V_{DS} lorsque V_{GS} est égal à - 60 V. Sur la Figure III-53.(b), nous pouvons noter que le courant $I_{DS\,max}$ diminue de 529 à 371 mA/mm (- 30%) et la résistance d'accès augmente de 80 à 127 Ω (+ 37%). La Figure III-54 présente les caractéristiques G_m (V_{GS}) à V_{DS} = 15 V d'un HEMT AlInN/GaN avant et après l'étude N°3.

La Figure III-54 met en évidence une variation de V_p de - 3,1 à - 4,4 V (- 30%) et une réduction de G_m de 175 à 150 mS/mm (- 14%), après les mesures effectuées durant l'étude N°3. De même, les caractéristiques électriques I_{GS} (V_{GS}) nous ont montré une augmentation de η de 5,8 à 7,1 (+ 18%) et une légère chute de Φ_b de 0,58 à 0,56 (- 3%).

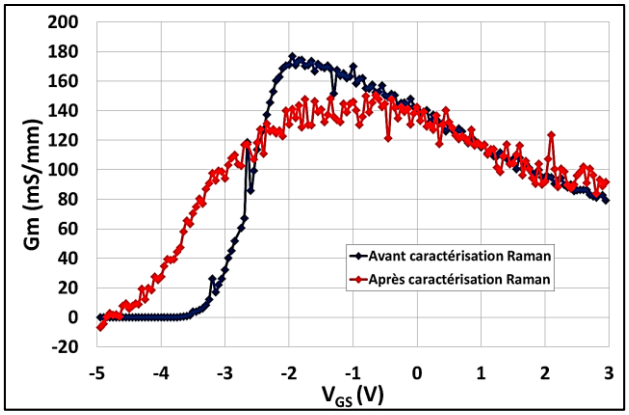


Figure III-54 : Transconductance G_m (V_{GS}, V_{DS} = *15 V*), d'un HEMT AlInN/GaN sur un substrat de saphir avant (en bleu) et après l'étude N°3 (en rouge).

A partir de la Figure III-53.(b), nous observons des évolutions des caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}), $I_{DS\,max}$ et $R_{accès}$, qui sont liées à la création de pièges électriques, induits par les conditions de polarisation appliquées pendant l'étude [238]. Cependant, nous pouvons remarquer que ces dégradations sont plus importantes que celles montrées sur la Figure III-51.(b) après les mesures effectuées lors de l'étude N°2. Cet effet est cohérent puisque cette dernière étude correspond à des mesures avec une tension de grille moins sévère (V_{GS} = - 6 V).

De la même manière, sur la Figure III-54 nous pouvons noter une évolution des paramètres V_p et $G_{m\,max}$ à l'issue des mesures réalisées lors de l'étude N°3, correspondant à des dégradations des caractéristiques électriques du HEMT. Nous avons également observé une dégradation des paramètres Φ_b et η suggérant une diminution des caractéristiques électriques du transistor. Nous remarquons également que ces écarts sont plus importants que ceux mis en évidence sur la Figure III-52 après l'étude N°2. Ce constat est en accord avec l'application de la tension V_{GS} plus forte et les résultats des caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) de la Figure III-53.(b).

Cependant, l'absence de variation de fréquence Raman en fonction de V_{DS} montre qu'il n'y a pas eu d'effet ni thermique ni de modification des contraintes mécaniques existantes au sein des composants. Nous avons appris lors de l'étude N°1 que l'effet de la polarisation de la tension V_{GS} seule, jusque - 60 V, n'engendrait pas de détérioration notable du courant de drain ou de la grille. De ce fait, les dégradations que l'on a observées au cours des études N°2 et 3, sont en grande partie dues à l'effet du champ électrique généré par la tension V_{DS}. De plus, la tension négative importante V_{GS} amplifie la dégradation.

Nous allons maintenant étudier l'impact du champ électrique généré par l'élévation de la tension V_{DS} à canal ouvert.

5.3.4 *Étude N°4*

Ce protocole consiste à faire varier la tension V_{DS} de 0 à 45 V par pas de 5 V à canal ouvert (V_{GS} = 0 V). Nous nous sommes limités à V_{DS} = 45 V car les composants ont eu tendance à céder au-delà de cette valeur. Pour chaque condition de polarisation, nous avons débuté les mesures à partir de la même condition initiale, c'est-à-dire à canal pincé : V_{GS} = - 6 V et V_{DS} = 0 V. La spectroscopie Raman nous permet de déterminer la température de la couche de GaN, d'après la courbe de calibration que nous avons exposée sur la Figure III-22. La Figure III-55.(a) présente l'évolution de la fréquence Raman du mode E_2h

du GaN en fonction de la puissance dissipée. La Figure III-55.(b) présente les caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) d'un HEMT AlInN/GaN avant et après les mesures réalisées au cours de l'étude N°4.

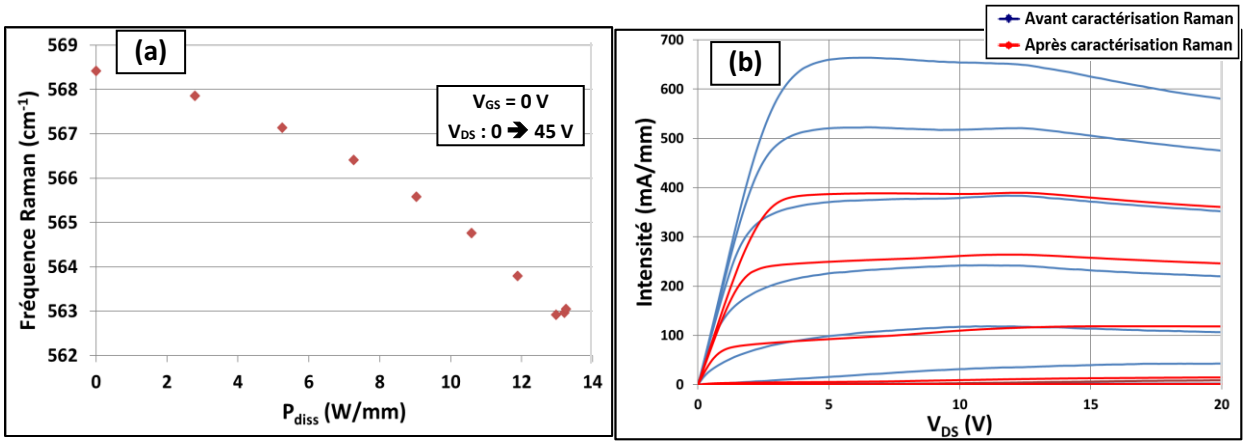


Figure III-55 : (a) Évolution de la fréquence Raman de la zone de GaN sondée en fonction de la puissance dissipée. (b) Caractéristiques I_{DS} (V_{DS}, V_{GS}) d'un HEMT AlInN/GaN avant (en bleu) et après l'étude N°4 (en rouge). V_{DS} varie de 0 à 20 V par pas de 200 mV et V_{GS} évolue de - 6 à 1 V par pas de 1 V.

Nous pouvons constater sur la Figure III-55.(b) une nette réduction du courant $I_{DS\,max}$ de 581 à 360 mA/mm (- 38%) et une élévation de la résistance d'accès de 91 à 132 Ω (+ 45%), après les mesures de l'étude N°4. La Figure III-56 présente les caractéristiques $G_m(V_{GS})$ à V_{DS} = 15 V d'un HEMT AlInN/GaN avant et après l'étude N°4.

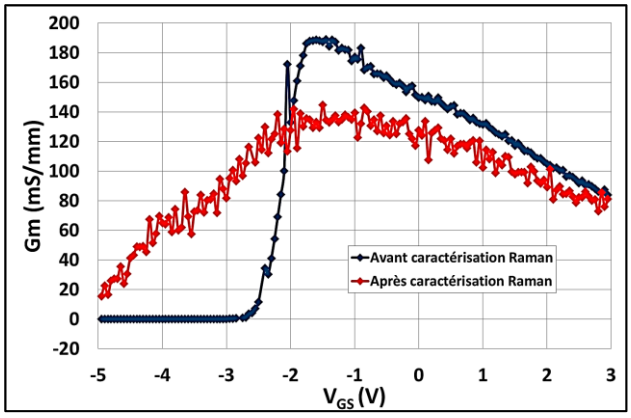


Figure III-56: Transconductance G_m (V_{GS}, V_{DS} = *15 V*) d'un HEMT AlInN/GaN sur un substrat de saphir, avant (en bleu) et après l'étude N°4 (en rouge).

Sur la Figure III-56 nous pouvons observer une diminution du $G_{m\,max}$ de 190 à 145 mS/mm (- 24%) et de V_p d'environ - 2,6 à - 5,4 V (- 52%). Nous avons également déterminé des caractéristiques I_{GS} (V_{GS}) qui mettent en évidence une augmentation de η de 5,4 à 7,3 (+ 26%) et une diminution de Φ_b de 0,54 à 0,47 eV (- 13%).

La Figure III-55.(a) montre que δ diminue de 568,3 à 563,0 cm^{-1} alors que P_{diss} varie de 0 à 13 W/mm. Cette diminution de δ est majoritairement liée à l'auto-échauffement du composant polarisé. Cependant, il n'est pas possible d'extraire une valeur de température significative car le courant de drain se dégrade

rapidement durant l'acquisition du spectre Raman qui est d'une minute. De plus il n'y a pas, à notre connaissance, de publication s'intéressant à l'étude de la température d'auto-échauffement de HEMT AlInN/GaN en fonctionnement. Par conséquent, nous ne pouvons relayer que celles traitant de transistors AlGaN/GaN sur substrat saphir, tels que ceux utilisés dans les deux études reportées par Kuball *et al.* [138, 218], qui a mesuré des températures de 220 °C pour une puissance dissipée de 7 W/mm [218], et presque 500 °C sur un autre transistor AlGaN/GaN sur saphir [138]. Il semble donc compréhensible de retrouver des températures élevées sur des HEMTs AlInN/GaN sur saphir, ce qui peut s'expliquer en partie par le choix du substrat de saphir qui possède une mauvaise conductivité thermique, par rapport au silicium ou au SiC [53] (respectivement 24, 130 et 420 W/mK).

Nous pouvons noter à partir de la Figure III-55.(b), que les mesures à canal ouvert ont causé une importante diminution du courant de drain. De plus, les écarts relatifs déterminés avant et après les mesures à canal ouvert des paramètres $I_{DS\ max}$ et $R_{accès}$ sont plus importants que ceux effectués à l'issue de l'étude N°3. Cet effet semble signifier que les mesures à canal ouvert sont celles qui ont causé le plus de dégradations au courant de drain, parmi les études effectuées dans cette partie.

D'après la Figure III-56 nous constatons que les valeurs de G_m ont une incertitude de mesure plus élevée après les mesures de l'étude N°4 du fait que le bruit électronique semble avoir augmenté. Cependant, nous remarquons que les mesures de cette étude induisent une dégradation du $G_{m\ max}$ et de V_p plus importante que celles occasionnées après l'étude N°3, ce qui est cohérent avec la forte détérioration du courant de drain que l'on a constatée sur la Figure III-55.(b). De même, nous avons constaté, à partir des caractéristiques I_{GS} (V_{GS}), une dégradation des paramètres η et Φ_b avec des intensités sensiblement supérieures à celles obtenues à l'issue de l'étude précédente.

Nous pouvons noter que les dégradations des paramètres $I_{DS\ max}$ et $R_{accès}$ à l'issue de l'étude N°4, sont environ trois fois plus importantes que celles de l'étude N°2. Étant donné que cette dernière étude correspond aux conditions de polarisation de référence de celles réalisées lors de l'étude N°4, pour chaque V_{DS} correspondant, nous pouvons estimer que les dégradations supplémentaires apportées par les mesures à canal ouvert peuvent être en partie associées aux effets thermiques.

Durant ce stress à canal ouvert sur un HEMT AlInN/GaN, nous avons pu déterminer des températures élevées par spectroscopie Raman. Les fortes dégradations mises en évidence sur la grille et sur les caractéristiques électriques du HEMT ont effectivement révélé un impact sévère de cet effet thermique. Il serait intéressant de réitérer les mesures réalisées par spectroscopie Raman correspondant à l'étude N°4, dont les résultats sont présentés sur la Figure III-55.(a), mais cette fois-ci à l'aide de la technique de thermométrie utilisant le dépôt de particules de CeO_2. Ce processus permettrait de vérifier si l'on retrouve des valeurs de température aussi élevées.

5.4 Bilan des mesures effectuées sur des HEMTs AlInN/GaN

Au cours de ces mesures nous avons évalué les effets des différents champs électriques générés par les élévations de V_{GS} et/ou de V_{DS}, par spectroscopie Raman.

Nous avons pu constater lors des trois premières études que l'effet du champ électrique n'induisait pas de contrainte mécanique sur la couche de GaN. Cependant les études 2 et 3 (augmentation de V_{DS} à canal pincé), ont mis en évidence des dégradations du courant de drain et de la grille qui peuvent être causées par la polarisation des fortes tensions V_{DS} ainsi que par des effets de piège. Tandis que l'étude

N°1 a montré que l'application seulement d'une grande tension V_{GS} ne causait pas de détérioration notable des caractéristiques électriques du HEMT.

L'étude N°4 est celle occasionnant les dégradations les plus sévères aux propriétés électroniques du composant. La comparaison avec l'étude N°2 semble pouvoir découpler une partie de l'impact des effets thermiques de l'effet du champ électrique, et ainsi mettre en évidence une influence bien plus importante de la température.

La spectroscopie Raman montre donc ici un fort potentiel pour constituer un outil de détermination de la température et des contraintes mécaniques, et dont les mesures ont été corrélées par l'étude de caractéristiques électriques.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats qui ont permis de mettre en évidence la répétabilité des mesures réalisées par micro spectroscopie Raman, pour la détermination de la température de la jonction GaN de transistors HEMTs.

Dans la partie métrologie nous avons étudié l'influence des paramètres environnementaux : la température de la salle d'expérimentation, du spectromètre et du taux d'humidité, sur les propriétés δ, Γ et A des raies Raman. Nous avons également étudié les paramètres inhérents à l'appareil, correspondant au temps d'acquisition, à la puissance du laser incident, à la mise en marche des différents équipements (spectromètre, systèmes d'alimentation des lasers), le logiciel de fit, le mode de configuration du spectromètre et la position de l'échantillon au sein de la cellule thermique Linkam TS1500. Grace à cette batterie d'études nous avons pu identifier les diverses sources susceptibles de perturber la répétabilité des mesures. Ainsi, nous avons pu constituer les conditions expérimentales présentant les mesures les plus répétables possibles. Nous avons également évalué l'incertitude de mesure permise par ce protocole optimisé que nous avons estimée à ± 0,1 cm^{-1}. Nous devrions améliorer cette précision de mesure après l'installation du système de régulation thermique de la salle d'expérimentation.

A l'issue de cette partie, nous avons mis en place un protocole de mesure pour réaliser des courbes de calibration en température du paramètre δ (E_2h), pour différents matériaux contenant du GaN. Nous avons ainsi pu montrer l'impact du choix du substrat sur l'évolution de δ avec la température, et extraire un modèle de régression non linéaire sous forme de puissance pour reproduire ces évolutions.

Nous avons présenté les résultats de températures mesurées par spectroscopie Raman, sur le Golden Unit. Nous avons préalablement étudié et localisé, d'après la littérature, les sources des contraintes mécaniques susceptibles de fausser nos mesures de température, et avons déterminé les conditions qui permettent de s'en affranchir. Nous avons obtenu des températures dont les allures en fonction de la puissance dissipée sont corrélées à celles de la littérature. Ces résultats ont ensuite été présentés et comparés à ceux extraits par thermoréflectance, et il semblerait que les tendances extraites par spectroscopie Raman soient plutôt en accord avec celles relayées dans la littérature, que par thermoréflectance. De plus, nous avons obtenu des valeurs de température similaires avec ces deux méthodes, au niveau de la zone la plus chaude du composant. Il nous semble important que ces constats soient vérifiés par d'autres essais, éventuellement avec un autre véhicule de test, car s'ils s'avèrent vrais alors l'acquisition d'un équipement de thermoréflectance pourrait être remise en cause, du fait que l'analyse par spectroscopie Raman soit suffisante pour mesurer la température la plus élevée avec, en

plus, la possibilité de réaliser des mesures de surface. En outre, les valeurs de ΔT obtenues par thermoréflectance et thermographie IR sont identiques, ce qui suggérerait que cette dernière soit également suffisante pour détecter les ΔT sur les contacts ohmiques, si besoin.

Ensuite, nous avons débuté une étude développée au sein du laboratoire sur la caractérisation thermique de surface à l'aide de particules de CeO_2. Nous avons tout d'abord, présenté les avantages de cette technique par rapport aux deux autres existantes dans la littérature, la répétabilité des mesures, l'influence du dépôt sur les propriétés électriques, puis, nous avons procédé à l'étude de faisabilité de la méthode sur deux technologies différentes de composants. Les résultats obtenus ont été corrélés avec la littérature et sont encourageants pour tester la technique sur d'autres technologies, comme l'AlInN/GaN ou le Golden Unit. Cette technique permet d'accéder à des zones de mesure, telles qu'à la surface du GaN, ce qui nous permettrait de s'affranchir de l'utilisation du laser émettant dans l'UV. De plus, la mesure de particule est indépendante des effets de contraintes mécaniques s'exerçant dans la couche de GaN. Nous pourrions également sonder la surface de matériaux métalliques, telles que la plaque de champ ou les contacts ohmiques, il serait donc possible d'arriver aux mêmes avantages qu'offre la thermoréflectance pour la mesure de contacts métalliques.

Enfin, nous avons étudié l'influence de l'effet du champ électrique sur le paramètre δ par spectroscopie Raman dans des HEMTs AlInN/GaN. Nous avons évalué l'influence des composantes verticale et horizontale du champ électrique lorsque le HEMT est polarisé en mode opérationnel, sur la position du mode E_2h attribué au GaN, ainsi que l'impact simultané de ces deux composantes. Ces études nous ont permis de découpler une partie des dégradations provenant des effets de champ de celles issues des effets thermiques, et de montrer le potentiel de la spectroscopie Raman pour constituer un outil de détermination de la température et des contraintes mécaniques.

Conclusion générale et perspectives

L'objectif de cette thèse était de comparer les différentes méthodes existantes les plus prometteuses, permettant la caractérisation de la température générée par l'auto-échauffement de transistors HEMTs de la filière nitrure de gallium, polarisés en régimes continu et pulsé. Cette étude s'inscrit dans une collaboration avec la société Thales Land and Air Systems, afin d'obtenir une meilleure détermination de la durée de vie de leurs dispositifs.

Dans le chapitre 1, nous avons référencé les méthodes qui ont déjà été étudiées sur des composants AlGaN/GaN sur substrat SiC, correspondant au véhicule de test spécifié dans le cahier des charges. Ces techniques sont regroupées en trois catégories distinctes : physique, électrique et optique. Les critères sur lesquels nous nous sommes basés pour choisir les méthodes sont les résolutions spatiale et en température (inférieures au micromètre et à 5 K, respectivement), ainsi que la zone d'analyse au plus proche du point chaud. De plus, le système de mesure doit être capable de déterminer la température de composant polarisé en régime pulsé, avec une résolution temporelle satisfaisante, inférieure à 100 ns. Nous avons constaté que chaque méthode possédait ses avantages et ses inconvénients, et qu'aucune ne répondait entièrement à notre problématique, c'est pour ces raisons que nous avons envisagé d'en combiner plusieurs.

- Les méthodes physiques ne sont pas adaptées à notre problématique, principalement parce qu'elles nécessitent soit le dépôt d'une couche active (cristaux liquides, terre rare…), soit l'intégration de microrésistances impossible à appliquer sur des composants du commerce. De plus, elles ne permettent pas à notre connaissance, de réaliser des bancs de caractérisation thermique de HEMTs polarisés en mode pulsé.
- Les méthodes électriques possèdent une bonne résolution temporelle qui leur confère une haute potentialité en mode pulsé, et l'équipement nécessaire est aisément disponible et moins onéreux que les méthodes optiques présentées. Cependant la résolution spatiale moyenne la température sur un volume trop vaste, qui ne donne donc aucune information locale de l'échauffement.
- Les caractérisations par méthode optique peuvent se faire de manière très localisée avec de bonnes résolutions spatiale et en température, ainsi qu'un fort potentiel en mode pulsé. Elles sont également sans contact et certaines ne dégradent pas le composant. Ces mesures nécessitent toutefois d'avoir accès à la zone active du HEMT, un matériel onéreux et leur prise en main ne se fait pas forcément rapidement. Nous notons cependant des spécificités parmi ces méthodes optiques. En effet, la thermographie infrarouge possède une résolution spatiale qui ne correspond pas à notre cahier des charges et l'interférométrie moyenne la température en volume sans distinguer le substrat de la couche de GaN du HEMT.

Cette partie nous a permis ainsi d'extraire trois méthodes : la thermoréflectance, la spectroscopie Raman et la photoluminescence.

Dans le chapitre 2, nous avons présenté les différentes procédures et résultats permettant d'évaluer la méthode de caractérisation par thermoréflectance. Nous avons détaillé dans un premier temps les étapes indispensables à la détermination de la température des composants en fonctionnement, par thermoréflectance. Nous avons également énuméré les différences dans les procédures de mesure et du matériel proposé par deux entreprises (A et B). Ces premières comparaisons nous ont montré que

l'équipement de l'entreprise B semble de meilleure qualité, par l'utilisation d'une caméra CCD de plus haute résolution et d'un système auto focus plus performant que celui de l'entreprise A.

Dans une seconde partie, nous avons présenté les résultats des températures extraites par l'équipement de ces deux entreprises, issus du même véhicule de test et fonctionnant dans des conditions de polarisation identiques. A la suite de ces mesures, nous avons constaté plusieurs différences notables entre les résultats :

- De forts écarts de ΔT entre les valeurs déterminées par les deux appareils.
- Les évolutions des ΔT en fonction de la puissance dissipée, correspondant au R_{th}, sont systématiquement hétérogènes entre les deux équipements, pour une même surface.
- Les disparités de ΔT d'un pixel à l'autre sont bien plus élevées avec l'équipement de l'entreprise A et certaines paraissent peu physiques.

Nous avons attribué ces différences à une combinaison entre des spécificités liées aux équipements, au savoir-faire de l'utilisateur et à la différence du type de fixation de l'échantillon sur la semelle. Ces mesures ne prennent en compte que celles effectuées sur les surfaces d'or, car nous ne sommes pas certains de sonder uniquement la surface des matériaux dans le cas de la caractérisation du GaN.

Ces fortes inégalités ont cependant mis en évidence deux constats majeurs : un écart technologique entre les deux équipements, qui n'aurait pas été observable si l'on avait choisi de tester la méthode chez une seule entreprise, et un recul technique qui parait insuffisant, qui nous a fait nous interroger sur la réelle signification des mesures extraites.

Nous nous sommes alors concentrés, dans la troisième partie du chapitre, sur les éléments permettant d'évaluer la pertinence et la confiance à accorder aux mesures extraites par thermoréflectance. Ces diverses procédures ont mis en évidence que le C_{th} n'était pas constant avec la température, et que cette variation était la plus importante sur l'interconnexion de grilles, censée représenter la surface la moins rugueuse et permettant, de fait, la plus haute répétabilité des mesures. Par ailleurs, nous avons constaté sur cette dernière surface, un écart de ≈ 20% de la valeur du C_{th} mesurée à 6 mois d'intervalle. Nous avons aussi extrait des valeurs de ΔT atteignant près de 10% d'écart sur la même surface, entre l'utilisation du monochromateur et de la DEL comme sources de lumière. L'ensemble de ces expériences ne permet pas d'accorder une haute confiance à ces résultats, mais nous pensons que la prise en compte de la variation du C_{th} en fonction de la température, lors de l'étape de calibration, pourrait constituer une piste d'amélioration de la méthode. Nous avons également mené une étude originale avec un monochromateur comme source lumineuse pour la caractérisation thermique. Cela nous laisse penser que l'utilisation d'une multitude de longueurs d'onde, au lieu d'une seule DEL, permettrait d'obtenir des mesures potentiellement plus fiables.

Dans la quatrième et dernière partie du chapitre 2, nous avons présenté les mesures complémentaires que nous avons réalisées par thermographie infrarouge, car elles permettent de sonder les mêmes zones que celles mesurées par thermoréflectance. Cette étude nous a permis de mesurer des évolutions de ΔT en fonction de P_{diss}, sur l'interconnexion de grilles et les électrodes de drain et de source, comparables à celles obtenues par thermographie IR et par l'entreprise B. Ce constat confirme l'avance de l'entreprise B sur la A, à ce jour. Cependant, cette expérimentation n'est pas suffisante pour valider la fidélité des mesures obtenues avec l'équipement de l'entreprise B, car nous n'avons pas pu évaluer la plaque de champ avec la thermographie IR, les résultats n'étaient pas systématiquement contenus dans

les incertitudes de mesures, ni ne présentaient de comportement linéaire du ΔT en fonction de P_{diss}, et les valeurs obtenues par thermographie IR sont majoritairement supérieures à celles de l'entreprise B. De plus, nous avons noté que le type de fixation de l'échantillon sur le support est le même entre l'entreprise B par thermoréflectance, et TRT par thermographie IR, mais différent de celui utilisé par l'entreprise A par thermoréflectance. Il parait ainsi nécessaire d'évaluer l'impact du contact entre l'échantillon et le support sur les résultats de ΔT. Cette étude pourrait être réalisée à l'aide d'une méthode de mesure thermique en surface (thermoréflectance, thermographie IR, spectroscopie Raman avec CeO_2) et en profondeur (spectroscopie Raman), car si la modification du contact échantillon/support influence notablement la dissipation thermique au sein du composant, alors nous serions susceptibles de détecter des écarts de température plus ou moins intenses en fonction de la région sondée.

Dans le chapitre 3, nous avons présenté les études et résultats permettant d'évaluer la méthode de caractérisation thermique par spectroscopie Raman. Pour cela, nous avons commencé par référencer tous les paramètres environnementaux et inhérents au spectromètre, afin d'analyser leur impact sur l'évolution des paramètres des raies Raman. Ce travail nous a permis de mieux comprendre les modes de fonctionnement de l'appareil et de discerner les conditions expérimentales optimales pour la réalisation des mesures les plus reproductibles possible.

Nous avons ensuite caractérisé le composant Golden Unit au niveau du canal GaN qui a révélé un ΔT de 104 °C, à P_{diss} = 15 W, sur la zone centrale du HEMT, où l'échauffement est le plus important en fonctionnement opérationnel. Les allures sont corrélées avec les résultats rapportés dans la littérature mais il n'est pas possible de vérifier l'exactitude de ces valeurs avec le Golden Unit, car les procédés technologiques et développement de transistors sont différents. Ces données ne sont pas directement comparables avec la thermographie IR, car les mesures effectuées par cette dernière ne sont fiables que sur les contacts métalliques. Ces mesures thermiques ont nécessité d'étudier préalablement l'effet des différentes sources de contrainte mécanique lors de la polarisation du composant, car elles sont susceptibles de perturber la détermination de la température et sont spécifiques à la polarisation de HEMTs AlGaN/GaN. Il a ainsi été nécessaire d'étudier leur nature, leur provenance et les techniques à adopter afin de s'en affranchir.

Nous avons également mené une étude originale sur la mesure de température à l'aide de particules de CeO_2, dont les premiers résultats de faisabilité sont satisfaisants, et nous encouragent à continuer dans cette voie. En effet, la généralisation du développement des plaques de champ depuis ces dernières années réduit les zones d'accès aux semiconducteurs, ce qui donne un avantage à la thermoréflectance. Cependant, grâce à la technique impliquant les particules de CeO_2, la spectroscopie Raman permettrait de déployer un nombre de trois voire quatre thermomètres sur le composant, au lieu d'un seul avec la thermoréflectance. En effet, la spectroscopie Raman nous permettrait d'analyser :

- Les matériaux métalliques, en y déposant les particules sur les électrodes, l'interconnexion de grilles, mais aussi la plaque de champ.
- La mesure en surface du GaN par dépôt des particules de CeO_2.
- La mesure du GaN en profondeur selon la méthode que l'on peut désigner comme « standard », c'est-à-dire sans particule et en utilisant un laser émettant dans le visible.
- Et enfin la mesure du substrat (permettant l'apparition de pic(s) Raman), à l'aide de cette même méthode par spectroscopie Raman visible.

De plus, lors de l'analyse des particules de CeO_2 déposées sur la couche de GaN, il est possible d'obtenir des spectres contenant les bandes Raman relatives au CeO_2, au GaN et au substrat, simultanément.

Enfin, nous avons étudié l'influence de l'effet du champ électrique sur les raies Raman liées au GaN, dans des HEMTs AlInN/GaN. Cette étude nous a permis de découpler une partie des dégradations provenant des effets de champ de celles issues des effets thermiques, ce qui offre des informations supplémentaires lors des caractérisations électriques des transistors.

En conclusion, nous pouvons constater que cette thèse a permis de mettre en avant la difficulté d'évaluer les méthodes de caractérisation, et qu'il ne suffit pas de comparer uniquement les performances d'un équipement pour en estimer la fidélité. En effet, l'évaluation de cette dernière nécessite l'étude approfondie de la reproductibilité et la répétabilité des mesures, ainsi que la quantification de la zone d'analyse. Il est vrai que l'accès à l'équipement conditionne l'efficacité à mener ces études. Dans notre cas, le fait d'avoir accès à un spectromètre Raman nous a amené à étudier finement tous les aspects de métrologie, ce qui nous a permis de quantifier la performance du système et d'avoir une certaine confiance envers nos résultats. L'analyse de la méthode par thermoréflectance a été réalisée dans un premier temps, dans un contexte commercial. Nous n'avons donc eu accès aux équipements que pour une durée limitée et au sein des deux entreprises, soit une semaine chacune. Nous aurions souhaité avoir la possibilité d'utiliser l'équipement au sein de notre laboratoire, afin d'évaluer la thermoréflectance aussi finement que la spectroscopie Raman.

De ce fait, la spectroscopie Raman nous semble, à l'heure actuelle, l'équipement fournissant les valeurs les plus en accord avec celles de la littérature. En effet, la Figure III-28 est celle qui nous a permis de comparer directement les résultats des deux méthodes. Nous avons également remarqué qu'au niveau de la zone la plus chaude du composant, les températures du GaN et de la plaque de champ semblent similaires ($\Delta T \approx 104$ °C à $P_{diss} = 15$ W). Ainsi, l'équipement de thermoréflectance est susceptible de ne pas être nécessaire pour déterminer le point le plus chaud du composant, car le spectromètre Raman est capable de le faire avec, en plus, la possibilité de caractériser le transistor en surface (GaN et métaux). En outre, les valeurs de ΔT obtenues par IR et thermoréflectance sont identiques, ce qui signifie que la thermographie globale du composant sur des zones larges métalliques peut encore être réalisée par thermographie IR à TRT.

En outre, nous rappelons que l'évaluation de ces deux méthodes de caractérisation, n'est pas réalisée dans les mêmes conditions de fonctionnement que leur application en mode opérationnel. En effet, l'ouverture du boitier en céramique dans lequel est localisé le composant est nécessaire pour sonder optiquement le composant, que ce soit par thermoréflectance ou par spectroscopie Raman. Cette démarche est susceptible de modifier la dissipation thermique du composant, du fait que les modes de transfert thermique par convection et rayonnement peuvent affecter le comportement thermique de l'échantillon. Ainsi, il serait intéressant d'évaluer par simulation, l'impact de l'ouverture du boitier en céramique sur la température de l'auto-échauffement du transistor, que ce soit au niveau du GaN ou des zones métalliques.

Enfin, un point capital à rappeler concernant la problématique du sujet, est que nous n'avons fait que très peu de mesures en régime pulsé. En effet, l'ensemble des observations que nous avons pu faire durant nos caractérisations nous a poussé à étudier rigoureusement plusieurs aspects techniques,

différents en fonction de la méthode utilisée. Pour la spectroscopie Raman, nous avons étudié les paramètres de métrologie, ainsi que la répétabilité et la précision des mesures et des discussions sont encore en cours pour tester un équipement en mode pulsé. Avec la thermoréflectance, nous avons réalisé quelques mesures en régime pulsé et ce, avec les deux entreprises, mais nous avons également eu de nombreuses interrogations durant la campagne de mesures et ensuite lors de l'analyse des résultats, notamment par la mise en évidence des écarts de résultats entre les deux équipements. Ces observations nous ont contraint à nous concentrer sur la précision des mesures en mode continu, plutôt que de continuer à déterminer des températures en régime pulsé.

Ces deux méthodes restent tout de même prometteuses et nous envisageons des perspectives pour la continuité et l'aboutissement de l'évaluation de celles-ci :

Tout d'abord, il pourrait être intéressant de réaliser l'étude de l'influence du contact échantillon/support sur les valeurs de ΔT. Cette étude est commune aux deux méthodes car elle peut être réalisé par spectroscopie Raman, thermoréflectance et/ou par thermographie infrarouge.

Pour la thermoréflectance, il est nécessaire de vérifier la répétabilité des mesures de ΔT et de C_{th} de l'équipement de l'entreprise A. Nous pouvons également noter qu'une meilleure compréhension de l'évolution du C_{th} en fonction de la température pourrait être expliquée si l'on avait accès à certaines données technologiques, telles que l'épaisseur des couches de passivation, le taux de dopage, la topologie, les procédés d'élaboration, la rugosité de surface, etc… Ces données nous permettraient d'avoir des éléments de réponse pour nos interrogations, telles que l'influence de la température qui semble être plus importante sur le C_{th} de l'interconnexion de grilles et sur la plaque de champ que sur l'électrode de drain. Des discussions sont en cours pour élaborer un protocole de mesures, ainsi qu'un autre véhicule de test, dont les paramètres technologiques sont connus, afin de statuer plus efficacement sur l'équipement de l'entreprise B.

Cette évolution du C_{th} en fonction de la température représente donc une problématique à prendre en compte pour le calcul de ΔT, d'autant plus si le transistor étudié s'échauffe fortement. Pour ces raisons, nous proposons de considérer le C_{th} non pas comme un coefficient constant, mais plutôt comme une fonction affine. En effet, les relations présentées dans le chapitre 2 reliant la réflectivité en fonction de ΔT, semblaient suivre une évolution linéaire, et ce, pour chaque type de surface étudié.

Lorsque les mesures de température par thermoréflectance des transistors, polarisés en régime continu, auront montré des résultats fiables, l'étape suivante sera l'étude en régime pulsé. Nous avons appris que malgré des RSB satisfaisants du signal mesuré sur le GaN, la zone sondée n'est pas encore quantifiée précisément et consisterait en une intéressante perspective, si toutefois les mesures sur les différentes surfaces en or ont été validées (i.e. plaque de champ, interconnexion de grilles et électrodes).

Nous prévoyons plusieurs perspectives pour l'évaluation de la spectroscopie Raman, à court et moyen termes.

Les perspectives à court terme sont de continuer l'investigation des mesures de température de particules de CeO_2, déposées sur d'autres technologies HEMT en fonctionnement. En effet, nous prévoyons de réaliser des mesures sur le CeO_2 déposé par spin-coating à la surface du Golden Unit, ce qui nécessitera une mise en œuvre spécifique de la méthode de dépôt compte tenu de l'encombrement de la carte de mesure. Il serait également intéressant de mesurer les températures de surface des transistors

à base d'AlInN/GaN, lorsque ces derniers sont polarisés selon les conditions opératoires de l'étude n°4 présentée dans le chapitre 3. Ces résultats pourraient être comparés avec les températures que nous avions extraites au sein du GaN en profondeur. Enfin, l'application de cette méthode de thermométrie aux mesures en régime pulsé est également à prévoir, afin de répondre parfaitement avec la problématique du sujet.

Plusieurs perspectives sont envisagées à moyen et à long termes :

- L'acquisition d'un objectif UV à longue distance de travail permettrait de réaliser des calibrations en température avec le laser émettant à 325 nm, et donc de caractériser thermiquement le GaN du composant en fonctionnement, sur une profondeur de l'ordre de la centaine de nanomètres. De même, il serait possible avec cet objectif, de tester la troisième méthode que nous avions retenue à l'issue du premier chapitre, à savoir la photoluminescence.
- Enfin, des discussions sont en cours pour l'acquisition d'un second spectromètre Raman, permettant de réaliser des mesures de température en mode de fonctionnement pulsé.

La caractérisation thermique au plus proche possible du point chaud représente donc une interrogation qui reste encore entière, mais les deux méthodes que nous avons étudiées restent prometteuses, et nous avons défini les prochaines étapes à réaliser. Cependant en analysant la littérature, nous remarquons qu'une autre méthode pourrait également représenter un intérêt, qui est la spectroscopie Raman par Rayons X [245 - 247]. Cette technique de spectroscopie Raman est utilisée en chimie pour la caractérisation élémentaire locale, et notamment des éléments légers comme C, N et O [246], ou encore l'étude dynamique nucléaire de molécules chlorées lors de leur excitation [248]. Elle n'a pas encore été utilisée pour la détection de température mais pourrait représenter une piste intéressante à étudier du fait de la capacité des rayons X à pénétrer les matériaux métalliques et céramiques [249 - 251] :

- Les rayons X permettraient de pénétrer les métaux, tels que la plaque de champ, et ainsi de caractériser directement le canal GaN qui est le siège du point chaud.
- Ces rayons X traverseraient également le boitier céramique, et donc de s'affranchir de l'ouverture du boiter contenant le composant, mais nécessiterait un système d'imagerie à rayons X pour pouvoir positionner le faisceau.

De plus, la longueur d'onde de ces rayons X est plus courte que celles utilisées avec le Raman visible ou UV, ce qui améliorerait la résolution spatiale et réduirait la profondeur de pénétration dans le GaN.

Cependant, plusieurs problématiques notables seraient à considérer lors d'éventuels tests de faisabilité : un des inconvénients de la spectroscopie Raman UV réside dans les faibles intensités des signaux diffusés, car les UV pénètrent sur quelques centaines de nanomètres dans le GaN [24]. Avec les rayons X, cette profondeur de pénétration dans le GaN sera encore plus faible, de l'ordre de quelques nanomètres et risque donc de provoquer de très faibles intensités de signaux diffusés. Ensuite, il faudra adapter une technique d'imagerie spécifique permettant de focaliser les rayons incidents sur le GaN, masqué par la plaque de champ et le boitier, et faire la mise au point sur le canal avec des résolutions à l'échelle micrométrique.

Enfin, cette méthode requiert un équipement spectroscopique spécifique avec des éléments adaptés à l'utilisation des rayons X, ainsi qu'une étude sur l'énergie des photons incidents à utiliser pour traverser la céramique et la plaque de champ.

Références

[1] B. J. Baliga, "Gallium nitride devices for power electronic applications",
Semiconductor Science and Technology, vol. 28 (7), pp. 074011-1-074011-8, 2013.

[2] U. K. Mishra, P. Parikh et Y. F. Wu, "AlGaN/GaN HEMTs - an overview of device operation and applications",
Proceedings of the IEEE, vol. 90 (6), pp. 1022-1031, 2002.

[3] G. Meneghesso, G. Verzellesi, F. Danesin, F. Rampazzo, F. Zanon, A. Tazzoli, M. Meneghini et E. Zanoni, "Reliability of GaN high-electron-mobility transistors: State of the art and perspectives",
IEEE Transactions on Device and Materials Reliability, vol. 8 (2), pp. 332-343, 2008.

[4] U. K. Mishra, L. Shen, T. E. Kazior et Y. F. Wu, "GaN-Based RF Power Devices and Amplifiers",
Proceedings of the IEEE, vol. 96 (2), pp. 287-305, 2008.

[5] P. M. Smith, P. C. Chao, K. H. G. Duh, L. F. Lester, B. R. Lee et J. M. Ballingall, "Advances in HEMT Technology and Applications",
IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Palo Alto, CA, USA, 1987.

[6] T. Mimura, "The early history of the high electron mobility transistor (HEMT)",
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques , vol. 50 (3), pp. 780-782, 2002.

[7] O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, A. J. Sierakowski, L. F. Eastman, R. Dimitrov, A. Mitchell et M. Stutzmann, "Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaN/GaN heterostructures",
Journal of Applied Physics, vol. 87 (1), pp. 334-344, 2000.

[8] N. Vellas, « Etudes expérimentales de transistors HFET de la filière Nitrure de Gallium pour des applications de puissance hyperfréquences »,
Thèse de Doctorat, Université de Lille, France, 2003.

[9] A. Fletcher et D. Nirmal, "A survey of Gallium Nitride HEMT for RF and high power applications",
Superlattices and Microstructures, vol. 109, pp. 519-537, 2017.

[10] J. M. Hayes, "Raman scattering in GaN, AlN and AlGaN. Basic material properties, processing and devices",
Thesis Dissertation, University of Bristol, United Kingdom, 2002.

[11] H. R. Shanks, P. D. Maycock, P. H. Sidles et G. C. Danielson, "Thermal Conductivity of Silicon from 300 to 1400 K",
Physical Review Letters, vol. 130 (5), pp. 1743-1748, 1963.

[12] F. Temcamani, J. B. Fonder, O. Latry et C. Duperrier, "Electrical and Physical Analysis of Thermal Degradations of AlGaN/GaN HEMT under Radar-Type Operating Life",
IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 64 (3), pp. 756-766, 2016.

[13] J. Y. Duboz, « Matériaux semi-conducteurs à grand gap III-V à base de GaN »,
Techniques de l'Ingénieur, pp. e1995-1-e1995-24, 1999.

[14] J. Joh, J. A. Del Alamo, U. Chowdhury, T. M. Chou, H. Q. Tserng et J. L. Jimenez, "Measurement of channel temperature in GaN high-electron mobility transistors",
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 56 (12), pp. 2895-2901, 2009.

[15] R. Gaska, A. Osinsky, J. W. Yang et M. S. Shur, "Self-Heating in High-Power AlGaN-GaN HFET's",
IEEE Electron Device Letters, vol. 19 (3), pp. 89-91, 1998.

[16] B. M. Paine, S. R. Polmanter, V. T. Ng, N. T. Kubota et C. R. Ignacio, "Lifetesting GaN HEMTs with Multiple Degradation Mechanisms",
IEEE Transactions on Device and Materials Reliability, vol. 15 (4), pp. 486-494, 2015.

[17] Z. Zhang, « Gestion thermique des composants d'électronique de puissance - Utilisation du diamant CVD »,
Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, France, 2012.

[18] R. A. Robinson, "Moore's Law: Predictor and Driver of the Silicon Era",
World Neurosurgery, vol. 78 (5), pp. 399-403, 2012.

[19] J. W. Pomeroy, M. J. Uren, B. Lambert et M. Kuball, "Operating channel temperature in GaN HEMTs: DC versus RF accelerated life testing",
Microelectronics Reliability, vol. 55 (12), pp. 2505-2510, 2015.

[20] R. Aubry, « Etude des aspects électrothermiques de la filière HEMT AlGaN/GaN pour application de puissance hyperfréquence »,
Thèse de Doctorat, Université de Lille, France, 2004.

[21] L. Baczkowski, « Modélisation et caractérisation thermique de transistors de puissance hyperfréquence GaN et conséquences sur la fiabilité de modules radars d'émission/réception en bande X »,
Thèse de Doctorat, Université de Lille, France, 2015.

[22] K. Maize, "High Resolution Thermoreflectance Imaging of Power Transistors and Nanoscale Percolation Networks",
Thesis Dissertation, UC Santa Cruz, CA, USA, 2014.

[23] G. Le Coustre, « Contribution au développement d'une filière de transistor de forte puissance à base de technologie HEMT GaN pour applications télécoms et radar »,
Thèse de Doctorat, Université de Lille, France, 2009.

[24] O. Lancry, « Etude par microspectrométrie Raman de matériau et de composant microélectronique à base de semi-conducteur III-V grand gap »,
Thèse de Doctorat, Université de Lille, France, 2009.

[25] J. W. Pomeroy, "A temperature and pressure dependent Raman scattering study of III-nitride, icosahedral boride semiconductors and their devices",
Thesis Dissertation, University of Bristol, United Kingdom, 2006.

[26] S. Choi, "Stress metrology and thermometry of AlGaN/GaN HEMTs using optical methods",
Thesis dissertation, Georgia Institute of Technology, GA, USA, 2013.

[27] B. K. Schwitter, A. E. Parker, S. J. Mahon, A. P. Fattorini et M. C. Heimlich, "Impact of bias and device structure on gate junction temperature in AlGaN/GaN-on-Si HEMTs",
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 61 (5), pp. 1327-1334, 2014.

[28] A. Vega , P. Bose , A. Buyuktosunoglu et R. F. DeMara, "Reliable and power-aware architectures: Fundamentals and modeling",
Rugged Embedded Systems, pp. 9-37, 2017.

[29] D. Blackburn, "Temperature measurement of semiconductor devices – A review",
20th Annual IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium - Proceedings, vol. 20, pp. 70-80, 2004.

[30] J. M. Dorkel, « Semi-conducteur de puissance - problèmes thermiques (partie 2) »,
Techniques de l'Ingénieur, vol. D3113, pp. 1-14, 2003.

[31] J. Taine, F. Enguehard et E. lacona, « Transferts thermiques, Introduction aux transferts d'énergie», Dunod, 5ème édition , 2014.

[32] F. P. Incropera et D. P. Dewitt, "Introduction to heat transfer",
Wiley, 3ème édition, 1996.

[33] J. Taine et J.-P. Petit, « Transferts thermiques, mécanique des fluides anisothermes »,
Dunod, 5ème édition, 2014.

[34] A. Paglietti, "Second principle of thermodynamics, direction of heat flow and Fourier inequality : a comparative assessment",
International Journal of Non-Linear Mechanics, vol. 19 (5), pp. 445-454, 1984.

[35] H. Mathieu et H. Fanet, « Physique des semiconducteurs et des composants électroniques »,
Dunod, 6ème édition, 2009.

[36] H. Xing, Y. Dora, A. Chini, S. Heikman, S. Keller et U. K. Mishra, "High breakdown voltage AlGaN-GaN HEMTs achieved by multiple field plates",
IEEE Electron Device Letters, vol. 25 (4), pp. 161-163, 2004.

[37] I. Ahmad, V. Kasis, D. Y. Song, L. Tian, J. M. Berg et M. Holtz, "Self-heating in a GaN based heterostructure field effect transistor: Ultraviolet and visible Raman measurements and simulations",
Journal of Applied Physics, vol. 86 (17), pp. 173503-1-173503-3, 2006.

[38] A. P. Christensen, "Multiscale Modeling of Thermal Transport in Gallium Nitride Microelectronics",
Thesis Dissertation, Georgia Institute of Technology, GA, USA, 2009.

[39] Classes préparatoires à CPE Lyon, « Les cristaux liquides », 2006,
http://www.prepa-cpe.fr/documents/Les_cristaux_liquides.pdf.

[40] R. Lagerwaard, "An experimental study of the interface temperature at free convective flow using liquid crystal thermography",
Thesis Dissertation, Delft University of Technology, Netherlands, 2002.

[41] R. Nasarek, "Temperature Field Measurements with High Spatial and Temporal Resolution Using Liquid Crystal Thermography and Laser Induced Fluorescence",
Thesis Dissertation, Darmstadt University of Technology, Germany, 2010.

[42] Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, « Cours : mesures de la température », http://wiki.epfl.ch/me301-tdm/documents/Cours/Mesures%20de%20temp%C3%A9rature/slides_liquid%20crystal%20thermography%20lct.pdf.

[43] LCR Hallcrest, "Handbook of Thermochromic Liquid Crystal Technology", *LCR Hallcrest,* Glenview, IL, USA, 2014.

[44] Qats inc., "Introduction to liquid cristal thermography", http://www.ewh.ieee.org/soc/cpmt/presentations/cpmt0201b.pdf.

[45] M. Salhi, « Imagerie thermique et thermoélastique de circuits intégrés : Application à l'analyse de défaillances », *Thèse de Doctorat,* Université de Bordeaux 1, France, 2006.

[46] N. Boyer, « Evaluation des performances de l'imagerie thermique par fluorescence pour l'analyse de défaillance des Flip Chips », *Thèse de Doctorat,* Ecole Polytechnique de Montréal, Canada, 1999.

[47] C. Herzum, "High resolution temperature mapping of microelectronic structures using quantitative fluorescence microthermography", *Microelectronics Journal,* vol. 29 (4), pp. 163-170, 1998.

[48] D. L. Barton, "Fluorescent microthermographic imaging", *International Symposium on Testing and Failure Analysis,* Los Angeles, CA, USA, 1993.

[49] L. Michalski, K. Eckersdorf, J. Kucharski et J. McGhee, "Temperature Measurement", John Wiley & Sons Ltd, Second Edition, Lodz University of Technology, Poland, 2001.

[50] O. Arenas, « Développement d'une nouvelle méthode de caractérisation électrochimique de transistors en nitrure de gallium », *Thèse de Doctorat,* Université de Sherbrooke, Canada, 2015.

[51] O. Arenas, "Electrothermal Mapping of AlGaN/GaN HEMTs Using Microresistance Thermometer Detectors", *IEEE Electron Device Letters,* vol. 36 (2), pp. 111-113, 2015.

[52] G. J. Riedel, J. W. Pomeroy, K. P. Hilton, J. O. Maclean, D. J. Wallis, M. J. Uren, T. Martin et M. Kuball, "Nanosecond timescale thermal dynamics of AlGaN/GaN electronic devices", *IEEE Electron Device Letters,* vol. 29 (5), pp. 416-418, 2008.

[53] M. Kuball, J. M. Hayes, M. J. Uren, T. Martin, J. C. H. Birbeck, R. S. Balmer et B. T. Hughes, "Measurement of temperature in active high-power AlGaN/GaN HFETs using Raman spectroscopy", *IEEE Electron Device Letters,* vol. 23 (1), pp. 7-9, 2002.

[54] A. Sarua, H. Ji, K. P. Hilton, D. J. Wallis, M. J. Uren, T. Martin et M. Kuball, "Thermal Boundary Resistance Between GaN and Substrate in AlGaN/GaN Electronic Devices", *IEEE Transactions on Electron Devices,* vol. 54 (12), pp. 3152-3158, 2007.

[55] G. Jóźwiak, G. Wielgoszewski, T. Gotszalk et L. Kepiński, "Thermal mapping of a scanning thermal microscopy tip",
Ultramicroscopy, vol. 133, pp. 80-87, 2013.

[56] R. Aubry, J.-C. Jacquet, J. Weaver, O. Durand, P. Dobson, G. Mills, M.-A. di Forte-Poisson, S. Cassette et S.-L. Delage, "SThM Temperature Mapping and Nonlinear Thermal Resistance Evolution With Bias on AlGaN/GaN HEMT Devices",
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 54 (3), pp. 385-390, 2007.

[57] S. Grauby, A. Salhi, S. Dilhaire, L. D. Patino Lopez, B. Charlot, W. Claeys, B. Cretin, G. Tessier, N. Trannoy et P. Vairac, "Qualitative Temperature Variation Imaging by Thermoreflectance and SThM Techniques",
TIMA EDITIONS / Therminic 2005, vol. 1, pp. 284-289, 2005.

[58] J.-C. Jacquet, R. Aubry, H. Gérard, E. Delos, N. Rolland, Y. Cordier, A. Bussutil, M. Rousseau et S. L. Delage, "Analytical transport model of AlGaN/GaN HEMT based on electrical and thermal measurement",
12th GAAS Symposium, Amsterdam, Netherlands, 2004.

[59] L. Shi et A. Majumdar, "Micro-nano scale thermal imaging using scanning probe microscopy",
NanoScience and Technology, Springer, Berlin, Germany, 2004.

[60] G. Wielgoszewski, M. Babij, R. F. Szeloch et T. Gotszalk, "Standard-based direct calibration method for scanning thermal microscopy nanoprobes",
Sensors and Actuators, A: Physical, vol. 214, pp. 1-6, 2014.

[61] B. Samson, « Imagerie thermique par microscopie en champ proche à sonde fluorescente »,
Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, France, 2009.

[62] A. Hammiche, "Two new microscopical variants of thermomechanical modulation: scanning thermal expansion microscopy and dynamic localized thermomechanical analysis",
Journal of microscopy, vol. 199 (3), pp. 180-190, 2000.

[63] J. Pelzl, "New developments in thermal wave microscopy",
Analytical Sciences/Supplements, vol. 17 (0), pp. 53-56, 2002.

[64] B. Cretin, R. Patois et B. Serio, "Near-field thermoelastic imaging coupled with infrared detection",
Superlattices and Microstructures, vol. 35 (3-6), pp. 297-304, 2004.

[65] I. Rossetto, "Indirect techniques for channel temperature estimation of HEMT microwave transistors: Comparison and limits",
Microelectronics Reliability, vol. 52 (9), pp. 2093-2097, 2012.

[66] T. Chowdhury, "Study of Self-Heating Effects in GaN HEMTs",
Thesis Dissertation, Arizona State University, AZ, USA, 2013.

[67] G. Callet, « Caractérisation et Modélisation de Transistors HEMT AlGaN/GaN et InAlN/GaN pour l'Amplification de puissance en Radio-Fréquences »,
Thèse de Doctorat, Université de Limoges, France, 2011.

[68] G. Mouginot, « Potentialités des transistors HEMTs AlGaN/GaN pour l'amplification large bande de fréquence ; effets limitatifs et modélisation »,
Thèse de Doctorat, Université de Limoges, France, 2011.

[69] M. Gassoumi, J. M. Bluet, F. Chekir, I. Dermoul, H. Maaref, G. Guillot, A. Minko, V. Hoel et C. Gaquière, "Investigation of traps in AlGaN/GaN HEMTs by current transient spectroscopy",
Materials Science and Engineering C, vol. 26 (2), pp. 383-386, 2006.

[70] F. Berthet, Y. Guhel, H. Gualous, B. Boudart, J. Trolet, M. Piccione et C. Gaquière, "Characterization of the self-heating of AlGaN/GaN HEMTs during an electrical stress by using Raman spectroscopy",
Microelectronics Reliability, vol. 51 (9), pp. 1796-1800, 2011.

[71] C. Toland, "Method and device to measure the temperature of microwave component",
Brevet Thales Air Systems, Brevet US006431749B1, Rouen, France, 2002.

[72] E. K. Sichel et J. I. Pankove, "Thermal conductivity of GaN, 25–360 K",
Journal of Physics and Chemistry of Solids, vol. 38 (3), p. 330, 1977.

[73] I. Barin, O. Knacke et O. Kubaschewski, "Thermochemical properties of inorganic substances",
Springer-Verlag, Berlin, Germany, 1977.

[74] G. L. Harris, "Properties of Silicon Carbide",
INSPEC, the Institution of Electrical Engineers, 1995.

[75] Ioffe Physico-Technical Institute,
http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/SiC/thermal.html.

[76] S. Petitdidier, F. Berthet, Y. Guhel, J. L. Trolet, P. Mary, C. Gaquière et B. Boudart, "Characterization and analysis of electrical traps related effects on the reliability of AlInN/GaN HEMTs",
Microelectronics Reliability, vol. 55 (9), pp. 1719-1723, 2015.

[77] Z. Ouarch, « Caractérisation et modélisation des effets de pièges et thermique des transistors à effet de champ sur AsGa : Application à la simulation de la dynamique lente des circuits micro-ondes »,
Thèse de Doctorat, Université de Limoges, France, 1999.

[78] C. Teyssandier, « Contribution à la modélisation non-linéaire de transistors de puissance HEMT pseudomorphiques sur substrat AsGa : analyse et effets parasites »,
Thèse de Doctorat, Université de Limoges, France, 2008.

[79] V. Székely, "A new evaluation method of thermal transient measurement",
Microelectronics Journal, vol. 28 (3), pp. 277-292, 1997.

[80] A. Chini, F. Soci, M. Meneghini, G. Meneghesso et E. Zanoni, "Deep Levels Characterization in GaN HEMTs—Part II: Experimental and Numerical Evaluation of Self-Heating Effects on the Extraction of Traps Activation Energy",
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 60 (10), pp. 3176-3182, 2013.

[81] Quantum Focus Instruments Corporation, "http://www.quantumfocus.com".

[82] K. Chang, S. Yang, J.-Y. Kim, M. Kook, S. Ryu, H. Choi et G. Kim, "Precise Temperature Mapping of GaN-Based LEDs by Quantitative Infrared Micro-Thermography",
Sensors, vol. 12 (12), pp. 4648-4660, 2012.

[83] M. Dalibart et L. Servant, « Spectroscopie dans l'infrarouge »,
Techniques de l'Ingénieur - Techniques d'analyse, 2000, pp. p2845-1-p2845-26.

[84] S. Abedrabbo, "Emissivity measurements and modeling of silicon related materials and structures",
Thesis Dissertation, New Jersey's Science & Technology University, NJ, USA, 1998.

[85] S. V. Muley et N. M. Ravindra, "Emissivity of Electronic Materials, Coatings, and Structures",
JOM Journal of The Minerals, Metals and Materials Society, vol. 66 (4), pp. 616-636, 2014.

[86] M. Zhao, "Thermal analysis of AlGaN/GaN high-electron-mobility transistors by infrared microscopy",
Optics Communications, vol. 291, pp. 104-109, 2013.

[87] A. Sarua, J. Hangfeng, M. Kuball, M. Uren, T. Martin, K. Hilton et R. S. Balmer, "Integrated micro-Raman/Infrared thermography probe for monitoring of self-heating in AlGaN/GaN transistor structures",
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 53 (10), pp. 2438-2447, 2006.

[88] M. Farzaneh, K. Maize, D. Lüerben, J. A. Summers, P. M. Mayer, P. E. Raad, K. P. Pipe, A. Shakouri, R. J. Ram et J. A. Hudgings, "CCD-based thermoreflectance microscopy: principles and applications",
Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 42 (14), pp. 143001-1 - 143001-20, 2009.

[89] E. Daniel, « Structures des bandes et spectres optiques des solides non conducteurs »,
Journal de Physique, vol. 28 (C3), pp. C3-12-C3-19, 1967.

[90] K. Pierściński, D. Pierścińska et M. Bugajski, "Quantification of thermoreflectance temperature measurements in high-power semiconductor devices—lasers and laser bars",
Microelectronics Journal, vol. 40 (9), pp. 1373-1378, 2009.

[91] G. Tessier, S. Holé et D. Fournier, "Quantitative thermal imaging by synchronous thermoreflectance with optimized illumination wavelengths",
Applied Physics Letters, vol. 78 (16), pp. 2267-2269, 2001.

[92] G. Tessier, « Imagerie thermique de composants actifs: Plus de détails sur la thermoréflectance »,
https://www.institut-langevin.espci.fr/IMG/pdf/imagerie_thermique.pdf.

[93] D. D. Sell, H. C. Casey et K. W. Wecht, "Concentration dependence of the refractive index for n- And p-type GaAs between 1.2 and 1.8 eV",
Journal of Applied Physics, vol. 45 (6), pp. 2650-2657, 1974.

[94] P. E. Raad, P. L. Komarov et M. G. Burzo, "Thermo-Reflectance Thermography For Submicron Temperature Measurements",
https://www.electronics-cooling.com/2008/02/thermo-reflectance-thermography-for-submicron-temperature-measurements/.

[95] A. Minard, « Perception et confort acoustiques des systèmes de traitement d'air »,
Thèse de Doctorat, Université de La Rochelle, France, Université de Liège, Belgique, 2013.

[96] K. Maize, "Thermoreflectance CCD imaging of self heating in AlGaN/GaN high electron mobility power transistors at high drain voltage",
Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium (SEMI-THERM), 28th Annual IEEE, San Jose, CA, USA, 2012.

[97] C. Christofferson et A. Shakouri, "Through the substrate, backside thermal measurements on active semiconductor devices using near IR thermoreflectance",
IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium, San Jose, CA, USA, 2004.

[98] K. Maize, "High Resolution Thermal Characterization and Simulation of Power AlGaN/GaN HEMTs Using Micro-Raman Thermography and 800 Picosecond Transient Thermoreflectance Imaging",
Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium (CSICS), IEEE, La Jolla, CA, USA, 2014.

[99] K. Maize, E. Heller, D. Dorsey et A. Shakouri, "Fast transient thermoreflectance CCD imaging of pulsed self heating in AlGaN/GaN power transistors",
Reliability Physics Symposium (IRPS), IEEE International, 2013.

[100] D. G. Cahill, "Analysis of heat flow in layered structures for time-domain thermoreflectance",
Review of Scientific Instruments, vol. 75 (12), pp. 5119-5122, 2004.

[101] A. Schmidt, M. Chiesa, X. Chen et G. Chen, "An optical pump-probe technique for measuring the thermal conductivity of liquids",
Review of Scientific Instruments, vol. 79 (6), pp. 064902-1-064902-5, 2008.

[102] Y. Ezzahri, S. Grauby, S. Dilhaire, J.-M. Rampnoux, W. Claeys, Y. Zhang et A. Shakouri, "Determination of Thermophysical Properties of Si/SiGe Superlattices with a Pump-Probe Technique",
THERMINIC 2005, Belgirate, Lago Maggiore, Italy, 2005.

[103] P. L. Komarov, M. G. Burzo et P. E. Raad, "Influence of Transparent Surface Layer on Effective Thermoreflectance Coefficient of Typical Stacked of Electronic Structures",
THERMINIC 2007, Budapest, Hungary, 2007.

[104] G. Tessier, G. Jerosolimski, S. Holé, D. Fournier et C. Filloy, "Measuring and predicting the thermoreflectance sensitivity as a function of wavelength on encapsulated materials",
Review of Scientific Instruments, vol. 74 (1), pp. 495-499, 2003.

[105] C. V. Raman, "A new radiation",
Indian Journal of Physics, vol. 2 (23), pp. 387-398, 1928.

[106] Nobelprize.org, "Sir Chandrasekhara Venkata Raman - Biographical",
http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1930/raman-bio.html.

[107] J. Barbillat, D. Bougeard, G. Buntix, M. Delhaye, P. Dhamelincourt et F. Fillaux, « Spectrométrie Raman »,
Techniques de l'Ingénieur, pp. p2865-1-p2865-31, 1999.

[108] OMEGA OPTICAL, "Raman spectroscopy",
http://www.omegafilters.com/applications/raman-spectroscopy/.

[109] J. Sivardière, « La symétrie »,
Presses Universitaires de Grenoble, France, 1995.

[110] S. Choi, "Stress metrology and thermometry of AlGaN/GaN HEMTs using optical methods", *Thesis dissertation*, Georgia Institute of Technology, GA, USA, 2013.

[111] M. Balkanski, R. F. Wallis et E. Haro, "Anharmonic effects in light scattering due to optical phonons in silicon", *Physical Review B,* vol. 28 (4), pp. 1928-1934, 1983.

[112] A. Link, K. Bitzer, W. Limmer, R. Sauer, C. Kirchner, V. Schwegler, M. Kamp, D. G. Ebling et K. W. Benz, "Temperature dependance of the E_2 and A_1(LO) phonons in GaN and AlN", *Journal of Applied Physics,* vol. 86 (11), pp. 6256-6260, 1999.

[113] R. J. Nemanich, D. K. Biegelsen, R. A. Street et L. E. Fennell, "Raman scattering from solid silicon at the melting temperature", *Physical Review B,* vol. 29 (10), pp. 6005-6007, 1984.

[114] J. Pomeroy, G. Riedel, M. Uren, T. Martin, A. Bullen, M. Haynes et M. Kuball, "Nanosecond time-resolved Raman thermography: probing device and channel temperature in pulsed-operated GaN and GaAs HEMTs", *CS MANTECH Conference,* Chicago, IL, USA, 2008.

[115] N. B. Colthup, L. H. Daly et S. E. Wiberley, "Introduction to Infrared and Raman Spectroscopy", *Third Edition, Ed. Academic Press,* 1990.

[116] T. Beechem, S. Graham, S. P. Kearney, L. M. Phinney et J. R. Serrano, "Invited Article: Simultaneous mapping of temperature and stress in microdevices using micro-Raman spectroscopy", *Review of Scientific Instruments,* vol. 78 (6), pp. 061301-1-061301-9, 2007.

[117] J. B. Cui, K. Amtmann, J. Ristein et L. Ley, "Noncontact temperature measurements of diamond by Raman scattering spectroscopy", *Journal of Applied Physics,* vol. 83 (12), pp. 7929-7933, 1998.

[118] M. Liu, "Temperature dependance of Raman scattering in single crystal GaN films", *Applied Physics Letters,* vol. 74 (21), pp. 3125-3127, 1999.

[119] T. Beechem, A. Christensen, S. Graham et D. Green, "Micro-Raman thermometry in the presence of complex stresses in GaN devices", *Journal of Applied Physics,* vol. 103 (12), pp. 124501-1-124501-8, 2008.

[120] E. Romain-Latu, « Mesures de contraintes par spectroscopie et imagerie Raman dans des dispositifs micro-électroniques », *Thèse de Doctorat,* Institut National Polytechnique de Grenoble, France, 2006.

[121] HORIBA, Scientific, "Raman Spectroscopy - What factors affect spectral resolution in a Raman spectrometer?", http://www.horiba.com/scientific/products/raman-spectroscopy/raman-academy/raman-faqs/what-factors-affect-spectral-resolution-in-a-raman-spectrometer/.

[122] P. Lasch et D. Naumann, "Spatial resolution in infrared microspectroscopic imaging of tissues", *Biochimica et Biophysica Acta (BBA) - Biomembranes,* vol. 1758 (7), pp. 814-829, 2006.

[123] O. Lancry, E. Pichonat, J. Réhault, M. Moreau, R. Aubry et C. Gaquière, "Development of time-resolved UV Micro-Raman spectroscopy to measure temperature in AlGaN/GaN HEMTs",
Solid-State Electronics, vol. 54 (11), pp. 1434-1437, 2010.

[124] J. P. Xanthakis, S. Papadopoulos et P. R. Mason, "The electronic structure of SiN_x: the valence band DOS and band gaps",
Journal of Physics C: Solid State Physics, vol. 21, pp. L555-L560, 1988.

[125] F. Yun, M. A. Reshchikov, L. He, T. King, H. Morkoç, S. W. Novak et L. Wei, "Energy band bowing parameter in $Al_xGa_{1-x}N$ alloys",
Journal of Applied Physics, vol. 92 (8), pp. 4837-4839, 2002.

[126] G. Montagnac, « Spectroscopie Raman résonante UV in situ à haute température ou à haute pression »,
Thèse de Doctorat, Université de Lyon, France, 2012.

[127] A. B. Myers, "Resonance Raman Intensity Analysis of Excited-State Dynamics",
Accounts of Chemical Research, vol. 30 (12), pp. 519-527, 1997.

[128] I. De Wolf, J. Jimenez, J. P. Landesman, C. Frigeri, P. Braun, E. Da Silva et E. Calvet, "Raman and Luminescence Spectroscopy for Microelectronics : Catalogue of optical and physical parameters "Nostradamus" project SMT4-CT-95-2024",
European commission, Luxembourg, 1998.

[129] M. Nazari, B. L. Hancock, E. L. Piner et M. W. Holtz, "Self-Heating Profile in an AlGaN/GaN Heterojunction Field-Effect Transistor Studied by Ultraviolet and Visible Micro-Raman Spectroscopy",
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 62 (5), pp. 1467-1472, 2015.

[130] A. Sarua, J. Pomeroy, M. Kuball, A. Falk, G. Albright, M. J. Uren et T. Martin, "Raman-IR micro-Thermography Tool for Reliability and Failure Analysis of Electronic Devices",
15th International Symposium on the Physical and Failure Analysis of Integrated Circuits, Singapore, Singapore, 2008.

[131] A. Sarua, H. Ji, M. Kuball, M. Uren, T. Martin, K. Nash, K. Hilton et R. Balmer, "Piezoelectric strain in AlGaN/GaN heterostructure field-effect transistors under bias",
Applied Physics Letters, vol. 88 (10), pp. 103502-1-103502-3, 2006.

[132] W. L. Chen, Y. Y. Lee, C. Y. Chang, H. M. Huang, T. C. Lu et Y. M. Chang, "Depth-resolved confocal micro-Raman spectroscopy for characterizing GaN-based light emitting diode structures",
Review of Scientific Instruments, vol. 84 (11), pp. 113108-1-113108-5, 2013.

[133] V. V. Strelchuk, V. P. Bryksa, K. A. Avramenko, M. Y. Valakh, A. E. Belyaev, Y. I. Mazur, M. E. Ware, E. A. Decuir et G. J. Salamo, "Confocal Raman depth-scanning spectroscopic study of phonon-plasmon modes in GaN epilayers",
Journal of Applied Physics, vol. 109 (12), pp. 123528-1-123528-8, 2011.

[134] H. Ji, M. Kuball, A. Sarua, J. Das, W. Ruythooren, M. Germain et G. Borghs, "Three-dimensional thermal analysis of a flip-chip mounted AlGaN/GaN HFET using confocal micro-Raman spectroscopy",
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 53 (10), pp. 2658-2661, 2006.

[135] M. Kuball, "Raman spectroscopy of GaN, AlGaN and AlN for process and growth monitoring/control",
Surface and Interface Analysis, vol. 31 (10), pp. 987-999, 2001.

[136] N. Lundt, S. T. Kelly, T. Rödel, B. Remez, A. M. Schwartzberg, A. Ceballos, C. Baldasseroni, P. A. F. Anastasi, M. Cox, F. Hellman, S. R. Leone et M. K. Gilles, "High spatial resolution Raman thermometry analysis of TiO_2 microparticles",
Review of Scientific Instruments, vol. 84 (10), pp. 104906-1-104906-7, 2013.

[137] R. B. Simon, J. W. Pomeroy et M. Kuball, "Diamond micro-Raman thermometers for accurate gate temperature measurements",
Applied Physics Letters, vol. 104 (21), pp. 213503-1-213503-4, 2014.

[138] M. Kuball, G. J. Riedel, J. W. Pomeroy, A. Sarua, M. J. Uren, T. Martin, K. P. Hilton, J. O. Maclean et D. J. Wallis, "Time-resolved temperature measurement of AlGaN/GaN electronic devices using micro-Raman microscopy",
IEEE Electron Device Letters, vol. 28 (2), pp. 86-89, 2007.

[139] P. Colomban, « Imagerie Raman de matériaux et dispositifs hétérogènes »,
Techniques de l'Ingénieur, RE 5, pp. 1-13, 2002.

[140] J. Gleize, F. Demangeot, J. Frandon, M. A. Renucci, M. Kuball, F. Semond et J. Massies, "Micro-Raman Study of Wurtzite AlN Layers Grown on Si(111)",
Physica Status Solidi (A) Applied Research, vol. 188 (2), pp. 511-514, 2001.

[141] S. Choi, E. R. Heller, D. Dorsey, R. Vetury et S. Graham, "Thermometry of AlGaN/GaN HEMTs using multispectral raman features",
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 60 (6), pp. 1898-1904, 2013.

[142] K. Bagnall et E. Wang, "Contributed review: Experimental characterization of inverse piezoelectric strain in GaN HEMTs via micro-Raman spectroscopy",
Review of Scientific Instruments, vol. 87 (6), pp. 061501-1-061501-22, 2016.

[143] T. Batten, J. W. Pomeroy, M. J. Uren, T. Martin et M. Kuball, "Simultaneous measurement of temperature and thermal stress in AlGaN/GaN high electron mobility transistors using Raman scattering spectroscopy",
Journal of Applied Physics, vol. 106, pp. 094509-1-094509-4, 2009.

[144] D. L. Pullfrey et S. Fath, "Performance predictions for N-P-N $Al_xGa_{1-X}N$/GaN HBTs",
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 48 (3), pp. 597-602, 2001.

[145] Ioffe Physico-Technical Institute, "GaN - Band structure and carrier concentration",
http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaN/bandstr.html.

[146] K. O'Donnell et X. Chen, "Temperature dependence of semiconductor band gaps",
Applied Physics Letters, vol. 58 (25), pp. 2924-2926, 1991.

[147] T. Batten, A. Manoi, M. J. Uren, T. Martin et M. Kuball, "Temperature analysis of AlGaN/GaN based devices using photoluminescence spectroscopy: Challenges and comparison to Raman thermography",
Journal of Applied Physics, vol. 107 (7), pp. 074502-1-074502-5, 2010.

[148] W. Claeys, S. Dilhaire, S. Jorez et L.-D. Patiño-Lopez, "Laser probes for the thermal and thermomechanical characterisation of microelectronic devices",
Microelectronics Journal, vol. 32 (10), pp. 891-898, 2001.

[149] J. W. G. Tyrrell, C. Dal Savio, R. Krüger-Sehm et H.-U. Danzebrink, "Development of a combined interference microscope objective and scanning probe microscope",
Review of Scientific Instruments, vol. 75 (4), pp. 1120-1126, 2004.

[150] D. Pogany, S. Bychikhin, C. Fürböck, M. Litzenberger, E. Gornik, G. Groos, K. Esmark et M. Stecher, "Quantitative Internal Thermal Energy Mapping of Semiconductor Devices Under Short Current Stress Using Backside Laser Interferometry",
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 49 (11), pp. 2070-2079, 2002.

[151] J. Kuzmik, S. Bychikhin, R. Lossy, H.-J. Würfl, M.-A. di Forte Poisson, J.-P. Teyssier, C. Gaquière et D. Pogany, "Transient self-heating effects multifinger AlGaN/GaN HEMTs with metal airbridges",
Solid-State Electronics, vol. 51 (6), pp. 969-974, 2007.

[152] D. Pogany, S. Bychikhin, M. Litzenberger, E. Gornik, G. Groos et M. Stecher, "Extraction of spatio-temporal distribution of power dissipation in semi-conductor devices using nanosecond interferometric mapping technique",
Applied Physics Letters, vol. 81 (15), pp. 2881-2883, 2002.

[153] K. Yazawa, D. Kendig, P. E. Raad, P. L. Komarov et A. Shakouri, "Understanding the Thermoreflectance Coefficient for High Resolution Thermal Imaging of Microelectronic Devices",
Electronics Cooling, 2013, vol. 19 (1),
https://www.electronics-cooling.com/2013/03/understanding-the-thermoreflectance-coefficient-for-high-resolution-thermal-imaging-of-microelectronic-devices/.

[154] K. Maize, "Thermoreflectance CCD Imaging of Self Heating in Transistors at High Drain Voltage",
28th Annual IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium (SEMI-THERM), San Jose, CA, USA, 2012.

[155] P. E. Raad, P. L. Komarov et M. A. Bettiati, "Thermoreflectance temperature measurements for optically emitting devices",
Microelectronics Journal, vol. 45 (5), pp. 515-520, 2014.

[156] L. Baczkowski, J.-C. Jacquet, O. Jardel, C. Gaquière, M. Moreau, D. Carisetti, L. Brunel, F. Vouzelaud et Y. Mancuso, "Thermal Characterization Using Optical Methods of AlGaN/GaN HEMTs on SiC Substrate in RF Operating Conditions",
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 62 (12), pp. 3992-3998, 2015.

[157] V. Quintard, G. Deboy, S. Dilhaire, D. Lewis, T. Phan et W. Claeys, "Laser beam thermography of circuits in the particular case of passivated semiconductors",
Microelectronic Engineering, vol. 31 (1-4), p. 291–298, 1996.

[158] T. Favaloro, J. H. Bahk et A. Shakouri, "Characterization of the temperature dependence of the thermoreflectance coefficient for conductive thin films",
Review of Scientific Instruments, vol. 86, pp. 024903-1-024903-9, 2015.

[159] D. Kendig, K. Yazawa et A. Shakouri, "High Resolution Thermal Characterization of a GaAs MMIC",
IEEE Radio Frequency Integrated Circuits Symposium (RFIC), Phoenix, AZ, USA, 2015.

[160] S. Martin-Horcajo, J. W. Pomeroy, B. Lambert, H. Jung, H. Blanck et M. Kuball, "Transient Thermoreflectance for Gate Temperature Assessment in Pulse Operated GaN-Based HEMTs",
IEEE Electron Device Letters, vol. 37 (9), pp. 1197-1200, 2016.

[161] E. Hecht, "Optics",
Addison-Wesley Publishing Company, 2nd edition, NY, USA, 1987.

[162] J. Zhang, Z. H. Lu et L. J. Wang, "Precision refractive index measurements of air, N_2, O_2, Ar and CO_2 with a frequency comb",
Applied Optics, vol. 47 (17), pp. 3143-3151, 2008.

[163] K. Luke, Y. Okawashi, M. R. E. Lamont, A. L. Gaeta et M. Lipson, "Broadband mid-infrared frequency comb generation in a Si_3N_4 microresonator",
Optics Letters, vol. 40 (21), pp. 4823-4826, 2015.

[164] C. Pradere, J.-C. Caumes, S. Benkhemis, G. Pernot, E. Palomo, S. Dilhaire et J.-C. Batsale, "Thermoreflectance temperature measurement with millimeter wave",
Review of Scientific Instruments, vol. 85 (6), pp. 64904-1 - 64904-3, 2014.

[165] S. A. Loureno, I. F. L. Dias, J. L. Duarte, E. Laureto, L. C. Poças, D. O. Toginho Filho et J. R. Leite, "Thermal expansion contribution to the temperature dependence of excitonic transitions in GaAs and AlGaAs",
Brazilian journal of physics, vol. 34 (2), pp. 517-525, 2004.

[166] J. Kuzmík, S. Bychikhin, D. Pogany, C. Gaquière, E. Pichonat et E. Morvan, "Investigation of the thermal boundary resistance at the III-Nitride/substrate interface using optical methods",
Journal of Applied Physics, vol. 101 (5), pp. 054508-1-054508-6, 2007.

[167] R. Zeiss - Rottenfusser, "Education in Microscopy and Digital Imaging",
http://zeiss-campus.magnet.fsu.edu/articles/basics/resolution.html.

[168] A. Manoi, J. W. Pomeroy, N. Killat et M. Kuball, "Benchmarking of thermal boundary resistance in AlGaN/GaN HEMTs on SiC substrates: Implications of the nucleation layer microstructure",
IEEE Electron Device Letters, vol. 31 (12), pp. 1395-1397, 2010.

[169] R. Aubry, C. Dua, J. C. Jacquet, F. Lemaire, P. Galtier, B. Dessertenne, Y. Cordier, M. A. di Forte-Poisson et S. L. Delage, "Temperature measurement in AlGaN/GaN High-Electron-Mobility Transistors using micro-Raman scattering spectroscopy",
The European Physical Journal Applied Physics, vol. 30 (2), pp. 77-82, 2005.

[170] W. Habra, « Développement de Modèles Thermiques Compacts en vue de la modélisation électrothermique des composants de puissance »,
Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse III, France, 2007.

[171] J. Fradin et B. Desaunettes, "REBECA-3D 1- the thermal conductive solver for microelectronics", *Microelectronics Journal,* vol. 29, pp. 651-656, 1998.

[172] R. Abid et F. Miserey, « Thermoréflectivité du silicium oxydé : détermination expérimentale de la sensibilité relative »,
Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de Paris, vol. 319 (2), pp. 631-638, 1994.

[173] K. R. Bagnall, O. I. Saadat, S. Joglekar, T. Palacios et E. N. Wang, "Experimental Characterization of the Thermal Time Constants of GaN HEMTs Via Micro-Raman Thermometry",
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 64 (5), pp. 2121-2128, 2017.

[174] J. Barbillat, B. Roussel et E. Da Silva, "Use of Multi-notch Filter for Simultaneous Recording of Stokes and Anti-Stokes Raman Signals Close to the Exciting Line",
Journal of Raman Spectroscopy, vol. 30, pp. 745-755, 1999.

[175] J. M. Chalmers et P. R. Griffiths, "Handbook of vibrational spectroscopy",
John Wiley Edition, 2002.

[176] C. Liu et R. W. Berg, "Determining the spectral resolution of a charge-coupled device (CCD) Raman instrument",
Applied Spectroscopy, vol. 66 (9), pp. 1034-1043, 2012.

[177] HORIBA, Scientific, "Raman Spectroscopy - What is a CCD detector?",
http://www.horiba.com/scientific/products/raman-spectroscopy/raman-academy/raman-faqs/what-is-a-ccd-detector/.

[178] Renishaw, "inVia™ confocal Raman microscope".

[179] C. Dyer et B. Smith, "Application of the continous extended scanning techniques to the simultaneous detection of Raman scattering and photoluminescence from calcium disilicates using visible and near infrared excitation",
Journal of Raman Spectroscopy, vol. 26, pp. 777-785, 1995.

[180] B. J. E. Smith, "Spectroscopic Apparatus And Methods",
Brevet Renishaw PLC, Brevet US 2010/0097603A1, Charfield, Great Britain, 2010.

[181] V. Ranieri, « Amélioration des performances du quartz par substitution de germanium au silicium dans le réseau cristallin »,
Thèse de doctorat, Université de Montpellier II, France, 2009.

[182] G. Dupuis, « La super-résolution »,
Photoniques - Cahier Technique, vol. 62, pp. 42-47, 2012
http://dx.doi.org/10.1051/photon/20126242.

[183] P. Huong, "Materials and Interfaces Characterization By Micro-Raman Spectroscopy",
Journal de Physique IV, vol. 1 (C6), pp. C6-151-C6-162, 1991.

[184] D. Krishnamurti, "The Raman spectrum of diamond",
Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Section A, vol. 40 (5), pp. 211-216, 1954.

[185] ASPEC (Association pour la Prévention et l'Etude de la Contamination), « Traitement de l'air pour salles propres »,
ASPEC, Paris, France, 2002.

[186] W. Whyte, « Les technologies de salle propre : principes de conception, de qualification et d'exploitation »,
SB.COM, 2003.

[187] H. Tolosa, « Tropicalisation du matériel »,
Les Techniques de l'Ingénieur, vol. R 780, pp. 1-15, 2001.

[188] Renishaw. PLC, "Raman applications",
http://www.renishaw.com/en/raman-applications--6259.

[189] HORIBA. ltd, "Raman spectroscopy - FAQ",
http://www.horiba.com/scientific/products/raman-spectroscopy/raman-academy/raman-faqs/what-are-the-most-common-applications-of-raman-spectroscopy/.

[190] H. Harima, "Properties of GaN and related compounds studied by means of Raman scattering",
Journal of Physics Condensed Matter, vol. 14 (38), pp. R967-R993, 2002.

[191] M. Katsikini, K. Papagelis, E. Paloura et S. Ves, "Raman study of Mg, Si, O, and N implanted GaN",
Journal of Applied Physics, vol. 94 (7), pp. 4389-4394, 2003.

[192] T. Kozawa, T. Kachi, H. Kano, Y. Taga, M. Hashimoto, N. Koide et K. Manabe, "Raman scattering from LO phonon-plasmon coupled modes in gallium nitride",
Journal of Applied Physics, vol. 75 (2), pp. 1098-1101, 1994.

[193] S. Inbaraj, R. Francis, N. Jaya et A. Kumar, "Processing and properties of sol gel derived alumina-carbon nano tube composites",
Ceramics International, vol. 38 (5), pp. 4065-4074, 2012.

[194] P. Fang, M. He, Y. L. Xie et M. F. Luo, "XRD and Raman spectroscopic comparative study on phase transformation of gamma-Al_2O_3 at high temperature",
PubMed, vol. 26 (11), pp. 2039-2042, 2006.

[195] M. Kadleíková, J. Breza et M. Veselý, "Raman spectra of synthetic sapphire",
Microelectronics Journal, vol. 32 (12), pp. 955-958, 2001.

[196] M. S. Bergholt, S. Duraipandian, W. Zheng et Z. Huang, "Multivariate reference technique for quantitative analysis of fiber-optic tissue Raman spectroscopy",
Analytical Chemistry, vol. 85 (23), pp. 11297-11303, 2013.

[197] D. L. Andrews, "Rayleigh Scattering and Raman Effect, Theory",
Encyclopedia of Spectroscopy and Spectrometry (Third Edition), pp. 924-930, 2017.

[198] L. Y. Yang, X. Y. Xue, K. Zhang, X. F. Zheng, X. H. Ma et Y. Hao, "Channel temperature determination of a multifinger AlGaN/GaN high electron mobility transistor using a micro-Raman technique",
Chinese Physics B, vol. 21 (7), pp. 077304-1-077304-3, 2012.

[199] T. D. H. Nguyen, « Réalisation et caractérisation de HEMTs AlGaN/GaN sur silicium pour applications à haute tension »,
Thèse de Doctorat, Université de Paris-Sud, France, 2014.

[200] B. Gao et K. Kakimoto, "Modeling grown-in dislocation multiplication on prismatic slip planes for GaN single crystals",
Journal of Applied Physics, vol. 117 (3), pp. 035701-1-035701-8, 2015.

[201] Ioffe Institute, "Silicon - Thermal properties",
http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/Si/thermal.html.

[202] Ioffe Institute, "Silicon Carbide - Thermal properties",
http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/SiC/thermal.html.

[203] M. Kuball et J. W. Pomeroy, "A Review of Raman Thermography for Electronic and Opto-Electronic Device Measurement With Submicron Spatial and Nanosecond Temporal Resolution",
IEEE Transactions on Device and Materials Reliability, vol. 16 (4), pp. 667-684, 2016.

[204] S. Choi, E. Heller, D. Dorsey, R. Vetury et S. Graham, "The impact of mechanical stress on the degradation of AlGaN/GaN high electron mobility transistors",
Journal of Applied Physics, vol. 114 (16), pp. 164501-1-164501-10, 2013.

[205] D. Chen, B. Shen , X. Wu, J. C. Shen, F. J. Xu, K. X. Zhang, R. Zhang, R. L. Jiang, Y. Shi et Y. D. Zheng, "Temperature characterization of Raman scattering in an AlGaN/GaN heterostructure",
Applied Physics A: Materials Science and Processing, vol. 80 (8), pp. 1729-1731, 2005.

[206] L. Kyaw, L. Bera, Y. Liu, M. K. Bera, S. P. Singh, S. B. Dolmanan, H. R. Tan, T. N. Bhat, E. F. Chor et S. Tripathy, "Probing channel temperature profiles in $Al_xGa_{1-x}N$/GaN high electron mobility transistors on 200 mm diameter Si(111) by optical spectroscopy",
Applied Physics Letters, vol. 105 (7), pp. 073504-1-073504-5, 2014.

[207] W. S. Li, Z. X. Shen, Z. C. Feng et S. J. Chua, "Temperature dependence of Raman scattering in hexagonal gallium nitride films",
Journal of Applied Physics, vol. 87 (7), pp. 3332-3337, 2000.

[208] R. Wang, G. Chen, J. Lin et H. X. Jiang, "Comparative analysis of temperature-dependent Raman spectra of GaN and GaN/Mg films",
Frontiers of Physics in China, vol. 1 (1), pp. 112-116, 2006.

[209] A. Sarua, T. Batten, H. Ji, M. J. Uren, T. Martin et M. Kuball, "Thermal and piezoelectric stress in operating AlGaN/GaN HFET devices and effect of the Fe doping in the GaN buffer layer",
CS MANTECH Conference, Tampa, FL, USA, 2009.

[210] R. J. Briggs et A. K. Ramdas, "Piezospectroscopic study of the Raman spectrum of cadmium sulfid",
Physical Review B, vol. 13 (12), pp. 5518-5529, 1976.

[211] D. W. Feldman, J. Parker, W. J. Choyke et L. Patrick, "Raman Scattering in 6H SiC",
Physical Review, vol. 170 (3), pp. 698-704, 1968.

[212] S. Nakashima et H. Harima, "Raman investigation of SiC polytypes",
Physica Status Solidi (A) Applied Research, vol. 162 (1), pp. 39-64, 1997.

[213] S. Lin, Z. Chen, L. Li et C. Yang, "Effect of impurities on the Raman scattering of 6H-SiC crystals",
Materials Research, vol. 15 (6), pp. 833-836, 2012.

[214] H. Y. Sun, S. C. Lien, Z. R. Qiu, H. C. Wang, T. Mei, C. W. Liu et Z. C. Feng, "Temperature dependence of Raman scattering in bulk 4H-SiC with different carrier concentration",
Optics Express, vol. 21 (22), pp. 26475-26482, 2013.

[215] H. C. Wang, Y. T. He, H. Y. Sun, Z. R. Qiu, D. Xie, T. Mei, C. C. Tin et Z. C. Feng, "Temperature Dependence of Raman Scattering in 4H-SiC Films under Different Growth Conditions", *Chinese Physics Letters,* vol. 32 (4), pp. 047801-1-047801-5, 2015.

[216] D. G. Mead et G. R. Wilkinson, "The temperature dependence of the Raman effect in some wurtzite type crystals", *Journal of Raman Spectroscopy,* vol. 6 (3), pp. 123-129, 1977.

[217] M. Bauer, A. M. Gigler, A. J. Huber, R. Hillenbrand et R. W. Stark, "Temperature-depending Raman line-shift of silicon carbide", *Journal of Raman Spectroscopy,* vol. 40 (12), pp. 1867-1874, 2009.

[218] M. Kuball, S. Rajasingam, A. Sarua, M. J. Uren, T. Martin, B. T. Hughes, K. P. Hilton et R. S. Balmer, "Measurement of temperature distribution in multifinger AlGaN/GaN heterostructure field-effect transistors using micro-Raman spectroscopy", *Applied Physics Letters,* vol. 82 (1), pp. 124-126, 2003.

[219] A. Darwish, A. J. Bayba et H. A. Hung, "Channel temperature analysis of GaN HEMTs with nonlinear thermal conductivity", *IEEE Transactions on Electron Devices,* vol. 62 (3), pp. 840-846, 2015.

[220] T. Toloshniak, « Développement de microcapteurs d'humidité a base d'oxyde de cérium », *Thèse de Doctorat*, Université de Caen Normandie, France, 2015.

[221] T. Toloshniak, Y. Guhel, J. Bernard, A. Besq, S. Marinel et B. Boudart, "Impact of microwave annealing on CeO_2 thin films sputtered on (111)Si ", *Materials Research Bulletin,* vol. 70, pp. 712-718, 2015.

[222] Y. Guhel, T. Toloshniak, J. Bernard, A. Besq, R. Coq Germanicus, J. El Fallah, J. C. Pesant, P. Descamps et B. Boudart, "Rapid thermal annealing of cerium dioxide thin films sputtered onto silicon (111) substrates: Influence of heating rate on microstructure and electrical properties", *Materials Science in Semiconductor Processing,* vol. 30, pp. 352-360, 2015.

[223] S. L. Mitchell et J. Guzman, "Synthesis and characterization of nanocrystalline and mesostructured CeO_2: Influence of the amino acid template", *Materials Chemistry and Physics,* vol. 114 (1), pp. 462-466, 2009.

[224] C. Schilling, A. Hofmann, C. Hess et M. V. Ganduglia-Pirovano, "Raman Spectra of Polycrystalline CeO_2 : A Density Functional Theory Study", *The Journal of Physical Chemistry C,* vol. 121 (38), pp. 20834-20849, 2017.

[225] I. Kosacki, V. Petrovsky, H. U. Anderson et P. Colomban, "Raman Spectroscopy of Nanocrystalline Ceria and Zirconia Thin Films", *Journal of the American Ceramic Society,* vol. 85 (11), pp. 2646-2650, 2004.

[226] G. Gouadec et P. Colomban, "Raman Spectroscopy of nanomaterials: How spectra relate to disorder, particle size and mechanical properties", *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials,* vol. 53 (1), pp. 1-56, 2007.

[227] W. H. Weber, K. C. Hass et J. R. McBride, "Raman study of CeO_2. Second-order scattering, lattice dynamics, and particle-size effects",
Physical Review B, vol. 48 (1), pp. 178-185, 1993.

[228] S. Saitzek, J. F. Blach, S. Villain et J. R. Gavarri, "Nanostructured ceria: a comparative study from X-ray diffraction, Raman spectroscopy and BET specific surface measurements",
Physica Status Solidi (a), vol. 205 (7), pp. 1534-1539, 2008.

[229] L. Bourja, « Étude du système CeO_2-Bi_2O_3 pour applications catalytiques et conductimétriques »,
Thèse de Doctorat, Université Ibn Zohr d'Agadir, Maroc, Université du Sud-Toulon-Var, France, 2012.

[230] Y. F. Wu, B. P. Keller, S. Keller, D. Kapolnek, P. Kozodoy, S. P. Denbaars et U. K. Mishra, "Very high breakdown voltage and large transconductance realized on GaN heterojunction field effect transistors",
Applied Physics Letters, vol. 69 (10), pp. 1438-1440, 1996.

[231] P. Valizadeh et D. Pavlidis, "Effects of RF and DC stress on AlGaN/GaN MODFETs",
IEEE Transactions on Device and Materials Reliability, vol. 5 (3), pp. 555-563, 2005.

[232] C. J. Glassbrenner et G. A. Slack, "Thermal Conductivity of Silicon and Germanium from 3 K to the Melting Point",
Physical Review B, vol. 134 (4A), pp. 1058-1069, 1964.

[233] J. Kuzmik, "Power electronics on InAlN/(In)GaN: Prospect for a record performance",
IEEE Electron Device Letters, vol. 22 (11), pp. 510-512, 2001.

[234] O. Jardel, G. Callet, J. Duffraisse, M. Piazza, N. Sarazin, E. Chartier, M. Oualli, R. Aubry, T. Reveyrand, J. C. Jacquet, M.-A. Di Forte Poisson, E. Morvan, S. Piotrowicz et S. L. Delage, "Electrical performances of AlInN/GaN HEMTs. A comparison with AlGaN/GaN HEMTs with similar technological process",
International Journal of Microwave and Wireless Technologies, vol. 3 (3), pp. 301-309, 2011.

[235] G. Meneghesso, F. Zanon, M. J. Uren et E. Zanoni, "Anomalous Kink Effect in GaN High Electron Mobility Transistors",
IEEE Electron Device Letters, vol. 30 (2), pp. 100-102, 2009.

[236] S. Petitdidier, Y. Guhel, J. L. Trolet, P. Mary, C. Gacquière et B. Boudart, "Parasitic channel induced by an on-state stress in AlInN/GaN HEMTs",
Applied Physics Letters, vol. 110 (16), pp. 163501-1-163501-4, 2017.

[237] M. Wang et K. J. Chen, "Kink Effect in AlGaN/GaN HEMTs Induced by Drain and Gate Pumping",
IEEE Electron Device Letters, vol. 32 (4), pp. 482-484, 2011.

[238] S. Petitdidier, « Etude de l'influence de stress électriques et d'irradiations neutroniques sur des HEMTs de la filière GaN »,
Thèse de doctorat, Université de Caen Normandie, France, 2017.

[239] W. Chikhaoui, J. M. Bluet, M. A. Poisson, N. Sarazin, C. Dua et C. Bru-Chevallier, "Current deep level transient spectroscopy analysis of AlInN/GaN high electron mobility transistors: Mechanism of gate leakage",
Applied Physics Letters, vol. 96 (7), pp. 072107-1-072107-3, 2010.

[240] E. Arslan, S. Altindal, S. Ozcelik et E. Ozbay, "Tunneling current via dislocations in schottky diodes on AlInN/AlN/GaN heterostructures",
Semiconductor Science and Technology, vol. 24 (7), pp. 075003-1-075003-6, 2009.

[241] J. Kuzmik, G. Pozzovivo, C. Ostermaier, G. Strasser, D. Pogany, E. Gornik, J. F. Carlin, M. Gonschorek, E. Feltin et N. Grandjean, "Analysis of degradation mechanisms in lattice-matched InAlN/GaN high-electron-mobility transistors",
Journal of Applied Physics, vol. 106 (12), pp. 124503-1-124503-7, 2009.

[242] C. Y. Zhu, M. Wu, C. Kayis, F. Zhang et X. Li, "Degradation and phase noise of InAlN/AlN/GaN heterojunction field effect transistors : Implications for hot electron / phonon effects",
Applied Physics Letters, vol. 101 (10), pp. 103502-1-103502-4, 2012.

[243] J. Joh et J. A. del Alamo, "A Current-Transient Methodology for Trap Analysis for GaN High Electron Mobility Transistors",
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 58 (1), pp. 132-140, 2011.

[244] M. Esposto, A. Chini et S. Rajan, "Analytical model for power switching GaN-based HEMT design",
IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 58 (5), pp. 1456-1461, 2011.

[245] F. Gel'mukhanov et H. Ågren, "Resonant X-ray Raman scattering",
Physics Reports, vol. 312 (3-6), pp. 87-330, 1999.

[246] U. Bergmann, P. Glatzel et S. P. Cramer, "Bulk-sensitive XAS characterization of light elements: From X-ray Raman scattering to X-ray Raman spectroscopy",
Microchemical Journal, vol. 71 (2-3), pp. 221-230, 2002.

[247] P. S. Miedema, "Chapter 11 : Raman Spectroscopy with X-Rays",
IntechOpen, 2012.

[248] L. El Khoury, « Diffusion Raman résonante des rayons X de molécules excitées en couche profonde »,
Thèse de Doctorat, Université Pierre-et-Marie-Curie, France, 2008.

[249] K. Hirano, Y. Takahashi et S. Nagamachi, "Application of X-ray phase plate to grazing incidence X-ray topography for the control of penetration depth",
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A, vol. 729, pp. 537-540, 2013.

[250] B. E. Schuster, B. B. Aydelotte, R. B. Leavy, S. Satapathy et M. B. Zellner, "Concurrent velocimetry and flash X-ray characterization of impact and penetration in an armor ceramic",
Procedia Engineering, vol. 103, pp. 553-560, 2015.

[251] S. Brennan, A. Munkholm, O. S. Leung et W. D. Nix, "X-ray measurements of the depth dependence of stress in gold films",
Physica B: Condensed Matter, vol. 283 (1-3), pp. 125-129, 2000.

Production scientifique

Distinction :

* Nomination aux ***"7 Best Student Papers"***, durant la conférence internationale : Compound Semiconductor IC Symposium (CSICS), Miami, United States, 2017.

Publications :

G. Brocero, Y. Guhel, P. Eudeline, J.P. Sipma, C. Gaquière, and B. Boudart "Measurement of self-heating temperature in AlGaN/GaN HEMTs by using cerium oxide micro-Raman thermometers", soumise à IEEE Electron Device Letters.

S. Petitdidier, Y. Guhel, G. Brocero, P. Eudeline, J. L. Trolet, P. Mary, C. Gaquière et B. Boudart "Influence of neutron irradiation on electron traps induced by NGB stress in AlInN/GaN HEMTs",
IEEE Transactions on Nuclear Science, Pages 2284 – 2291, Volume 64, Issue 8, August 2017.

Conférences internationales avec actes revus :

22-25 octobre 2017
G. Brocero, D. Kendig, Y. Guhel, Ph. Eudeline, A. Shakouri, J. P. Sipma et B. Boudart, "Hyperspectral Thermoreflectance Imaging for AlGaN/GaN Power HEMTs",
In Compound Semiconductor IC Symposium (CSICS), Miami, United States.
**** Nomination: 7 Best Student Papers***

19-23 septembre 2017
S. Petitdidier, Y. Guhel, G. Brocero, P. Eudeline, J. L. Trolet, P. Mary, C. Gaquière et B. Boudart, "Influence of neutrons irradiation on Electron traps induced by ageing test in AlInN/GaN HEMTs",
In Proc. IEEE 16th European Conference on RADECS, Bremen, Germany. (Poster)

9-11 mai 2016
G. Brocero, Y. Guhel, J. P. Sipma, Ph. Eudeline et B. Boudart, "Determination of AlGaN/GaN power transistor junction temperature for radar applications",
In 21st International Conference on Microwave, Radar and Wireless Communications (MIKON), Krakow, Poland.

Conférences nationales avec actes revus :

16-19 mai 2017
F. Berthet, G. Brocero, S. Petitdidier, Y. Guhel, P. Eudeline, J. L. Trolet, P. Mary, A. Vivier, C. Gaquière et B. Boudart, « Influence d'un stress à canal ouvert sur les signaux d'électroluminescence émis par des transistors AlInN/GaN »,
20èmes Journées Nationales des Microondes, Saint-Malo, France. (Poster)

10-13 mai 2017
G. Brocero, F. Berthet, Y. Guhel, Ph. Eudeline et B. Boudart, « Utilisations possibles d'un spectromètre Raman pour la caractérisation de HEMTs à base de GaN »,
Telecom17 & 10èmes JFMMA, Rabat, Maroc.

Conférences internationales sans actes revus :

23-27 mai 2016
G. Brocero, Y. Guhel, J. P. Sipma, Ph. Eudeline et B. Boudart, "Determination of the self-heating temperature of AlGaN/GaN HEMTs in radar operation",
In SONDRA 4th Workshop, Lacanau, France.

16 mars 2016
G. Brocero, Y. Guhel, J. P. Sipma, Ph. Eudeline et B. Boudart, "State-of-the-art of power transistors' junction temperature measurements"
In Workshop Thales – 112èmes Journées de Palaiseau "High Power RF"
Thales Research and Technology (TRT), Palaiseau, France.

Présentations nationales sans actes revus :

8 février 2018
G. Brocero, Y. Guhel, J.P. Sipma, Ph. Eudeline et B. Boudart,
« Détermination de la température d'auto-échauffement de composants électroniques à partir de la caractérisation de nanoparticules par spectroscopie Raman »,
La Journée Normande de la nano-caractérisation Nanoday, Caen, France. (Poster)

12 juillet 2017
« Présentation du sujet de thèse sur les méthodes de caractérisations thermiques dans les transistors de puissance hyperfréquence »
Séminaire au laboratoire GREYC, Caen, France.

26 juin 2017 - 16 juillet 2016 – 16 juillet 2015
« Avancement annuel des travaux de thèse »
Meeting ingénieurs DGA/Thales Air Systems
Thales Land and Air Systems, Limours, France.

7-10 juin 2016
« Mesures thermiques par microspectroscopie Raman »
Atelier ANADEF, section thermique, Hossegor, France.

8 décembre 2015

« Présentation des travaux au personnel issu de tout corps de métier de Thales »
Atelier Technique au sein de Thales Land and Air Systems, Ymare, France.

5-6 octobre 2015

G. Brocero, Ph. Eudeline, Y. Guhel et B. Boudart, « Méthode de caractérisation des températures de jonction des transistors de puissance hyperfréquence »,
3ème Ph Day Radar Onera/Sondra/Thales, Thales Air Systems, Rungis, France. (Poster)

Comparaison de méthodes de caractérisation thermique de transistors de puissance hyperfréquence de la filière nitrure de gallium

Résumé : Les composants HEMTs (*High Electron Mobility Transistors*) à base d'AlGaN/GaN sont à ce jour les candidats les plus prometteurs pour des applications hyperfréquences de puissance, dû essentiellement à leur forte densité de porteurs et des mobilités électroniques élevées. Cependant, la température générée en condition réelle est un paramètre capital à mesurer, afin d'estimer précisément la fiabilité des composants et leur durée de vie. Pour ces raisons, nous avons comparé les méthodes de caractérisation thermique par thermoréflectance et par spectroscopie Raman car elles sont non destructives et avec une résolution spatiale submicronique. Ces techniques ont déjà prouvé leur faisabilité pour la caractérisation thermique des transistors, en modes de fonctionnement continu et pulsé. Nous comparons dans cette étude leurs adaptabilité et performance dans le cadre de la réalisation d'un banc d'essai thermique dédié. Ces méthodes sont reconnues pour ne caractériser que certaines catégories de matériaux : les métaux pour la thermoréflectance et les semiconducteurs pour la spectroscopie Raman, ce qui nous a conduit à l'éventualité de les combiner. Nous avons confronté des résultats obtenus par thermoréflectance à partir des équipements de deux fabricants commercialisant cette méthode, nous permettant ainsi de mettre en évidence des résultats originaux sur des aspects et inconvénients qui ne sont pas relayés dans la littérature. Avec la spectroscopie Raman, nous avons identifié les paramètres de métrologie qui permettent de réaliser un protocole de mesure thermique le plus répétable possible, et nous présentons également une technique innovante pour sonder les matériaux en surface, à l'aide du même équipement, et notamment les métaux.

Mots clés : GaN, HEMTs, caractérisation thermique, thermoréflectance, spectroscopie Raman

Comparison between thermal characterization methods for Gallium Nitride high-power hyperfrequency transistors

Abstract: At the moment, AlGaN/GaN HEMTs (*High Electron Mobility Transistors*) are the most promising for high-power hyperfrequency applications, essentially due to their large carrier density and a high electronic mobility. However, the temperature generating during operational conditions is a crucial parameter to measure, in order to estimate the reliability and durability of components. For these reasons, we compared thermoreflectance and Raman spectroscopy, that are non-destructive and possessing a submicronic spatial resolution. These techniques have already proven their feasibility as thermal characterization methods in both continuous wave and pulsed operational modes. We compare here their adaptability and performance to the conception of a thermal test bench. These methods are known for characterizing specific types of material: metals for thermoreflectance and semiconductors for Raman spectroscopy, leading us to the eventuality to combine them. We compared several results measured by thermoreflectance method with equipment from two different manufacturers that commercialize this technology, so we could highlight some aspects and drawbacks that are note relayed in the literature. With Raman spectroscopy, we identified metrology parameters allowing to realize a thermal measurement setup as reproducible as possible, and we also present an innovative method to probe surface material, especially metals.

Keywords: GaN, HEMTs, thermal characterization, thermoreflectance, Raman spectroscopy