



**HAL**  
open science

# Caractérisations physique et thermique de transistors HEMTs de la filière GaN polarisés en régimes continu et pulsé

Raphael Strenaer

► **To cite this version:**

Raphael Strenaer. Caractérisations physique et thermique de transistors HEMTs de la filière GaN polarisés en régimes continu et pulsé. Electronique. Normandie Université, 2023. Français. NNT : 2023NORMC283 . tel-04510757

**HAL Id: tel-04510757**

**<https://theses.hal.science/tel-04510757>**

Submitted on 19 Mar 2024

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

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

# THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité **ELECTRONIQUE, MICROELECTRONIQUE, OPTIQUE ET LASERS,  
OPTOELECTRONIQUE MICROONDES**

Préparée au sein de l'**Université de Caen Normandie**

**Caractérisations physique et thermique de transistors HEMTs  
de la filière GaN polarisés en régimes continu et pulsé.**

Présentée et soutenue par  
**RAPHAEL STRENAER**

**Thèse soutenue le 14/12/2023**  
devant le jury composé de :

M. HASSAN MAHER	Professeur - SHERBROOKE - UNIVERSITE DE SHERBROOKE	Rapporteur du jury
MME NATHALIE MALBERT	Professeur des universités - UNIVERSITE DE BORDEAUX	Rapporteur du jury
MME CHLOÉ BOUEXIERE	Ingénieur de recherche - Direction Générale de l'Armement	Membre du jury
M. CHRISTOPHE GAQUIERE	Professeur des universités - UNIVERSITE LILLE 1 SCIENCES ET TECHNOLOGIE	Président du jury
M. YANNICK GUHEL	Professeur des universités - Université de Caen Normandie	Directeur de thèse
M. BERTRAND BOUDART	Professeur des universités - Université de Caen Normandie	Co-directeur de thèse

Thèse dirigée par **YANNICK GUHEL** (GREYC ALGORITHMIQUE) et **BERTRAND BOUDART**  
(GREYC ALGORITHMIQUE)





# Remerciements

Mon doctorat s'est déroulé au sein de l'antenne cherbourgeoise de l'équipe électronique du GREYC.

Premièrement, je tiens à remercier les membres de mon jury de thèse d'avoir accepté d'évaluer ce travail. J'exprime ma gratitude à :

- M. Christophe Gaquière (Université de Lille), pour avoir accepté de présider le jury, d'avoir d'examiner ce travail, ainsi que pour avoir fourni les composants caractérisés au cours de cette étude.
- Mme. Nathalie Malbert (Université de Bordeaux) et M. Hassan Maher (Université de Sherbrooke, Canada) d'avoir accepté de rapporter ce travail.
- Mme. Chloé Bouexière (DGA) pour avoir accepté d'être membre du jury pour évaluer ce travail.

Je remercie également les techniciens du site Universitaire, à savoir MM. Jean-Pierre Belin et Claude Fustin ainsi que Mme. Marion Hanotel-Sauthoff, pour leur aide technique, le développement de cartes électroniques, etc. ayant permis de réaliser les travaux présentés ici. Je les remercie également pour les (très nombreuses) discussions que nous avons pu avoir au cours de nos diverses rencontres.

Je remercie également chaleureusement les collègues enseignants-chercheurs, à savoir MM. Jean-Michel Reboul et Amrane Oukaour, qui m'ont permis de réaliser des heures d'enseignement en électronique et en électrotechnique et qui m'ont aidé à les préparer. C'était vraiment enrichissant (techniquement et un peu financièrement) et je garde d'excellents souvenirs de nos conversations autours de cafés ou dans les couloirs de l'école. Au plaisir de se revoir !

D'un point de vue plus personnel, je tiens à remercier mes proches, et en particulier mes parents pour leur soutien sans faille depuis 26 ans (à l'heure où j'écris ces lignes) !

Je tiens également à remercier Jimmy, Valentin et Geoffrey pour les soirées et weekend détente, souvent sur des jeux vidéo, ainsi que Jesse-Lee pour les quelques semaines de vacances passées en Alsace puis en Gironde, à jouer aux jeux vidéo ou regarder des films autour d'un verre (à la fois). En tout cas, hâte de fêter l'obtention de cette thèse avec vous les gars !

Je tiens également à remercier l'ensemble des personnes que j'ai pu côtoyer au cours de ces huit années passées sur le site universitaire de Cherbourg. J'ai une pensée particulière pour Sylvie de la Kfet', fournisseuse officielle de café au sein de l'IUT qui aura supporté mon humour pendant toutes ces années ! J'ai également une pensée pour les potes/collègues

croisés autour d'un café, mais faire une liste exhaustive en n'oubliant personne, c'est quasi mission impossible...

Je tiens de plus à remercier toutes les personnes que j'aurai pu oublier dans la liste précédente.

Enfin, comme on garde toujours le meilleur pour la fin, je tiens à remercier très chaleureusement MM. Yannick Guhel et Bertrand Boudart, mes encadrants de thèse, pour ces années de formation à la recherche, mais aussi pour leur disponibilité, leur humour, leur franchise, et leur aide indispensable durant ces trois années.

# Sommaire

<b>Remerciements .....</b>	<b>1</b>
<b>Sommaire .....</b>	<b>3</b>
<b>Introduction Générale .....</b>	<b>7</b>
<b>Chapitre I : Techniques de caractérisation physique et thermique des composants HEMTs à base de GaN.....</b>	<b>21</b>
I. Introduction.....	23
II. Caractérisation des effets de pièges électriques présents dans les composants de type HEMT à base de GaN.....	24
A. Concept de pièges électriques dans les composants .....	25
B. Quelques techniques de caractérisation .....	27
1. La DLTS .....	27
2. Les mesures électriques en régime pulsé .....	29
3. Etude de la variation temporelle du courant de drain.....	32
4. Spectroscopie par photoionisation .....	34
III. Les techniques de mesure de température de composants électroniques.....	37
A. Généralités sur les transferts thermiques .....	37
1. Quelques équations régissant les transferts thermiques par conduction.....	37
2. Le modèle électrique équivalent.....	38
B. Les méthodes par contact.....	39
1. Les cristaux liquides .....	39
a) Présentation des cristaux liquides .....	39
b) Mesures de température.....	40
i. Propriétés des cristaux liquides thermotropes .....	40
ii. Protocole opératoire .....	42
2. La spectroscopie en champ proche.....	43
3. Utilisation de micro-résistances intégrées aux composants.....	45
4. Comparaison des avantages et des inconvénients des méthodes par contact ...	46
C. Les méthodes électriques .....	47
1. La méthode par coïncidence .....	48
2. Utilisation de la caractéristique électrique de la diode de grille .....	50

3.	La méthode de l'impédance thermique.....	52
4.	Comparaison des avantages et des inconvénients des méthodes électriques....	56
D.	Les méthodes optiques .....	56
1.	La thermographie infrarouge .....	57
2.	La photoluminescence .....	60
3.	La thermoréfectance .....	63
4.	La spectroscopie Raman.....	68
a)	Principe général .....	68
b)	Les différentes techniques de mesure de température .....	72
i.	Le rapport d'intensité des raies Raman anti-Stokes et Stokes .....	72
ii.	La variation de la position du pic .....	73
iii.	La variation de la largeur à mi-hauteur .....	75
c)	Utilisation de microthermomètres Raman.....	76
5.	Comparaison des avantages et des inconvénients des méthodes optiques .....	77
IV.	Conclusion du Chapitre I .....	78
<b>Chapitre II : Utilisation simultanée de mesures électriques</b>		
<b>impulsionnelles et des techniques de photoionisation pour l'analyse de pièges</b>		
<b>électriques existant dans les transistors HEMTs AlInN/GaN .....81</b>		
I.	Introduction.....	83
II.	Matériel et méthode utilisés.....	86
A.	Présentation du banc de mesure développé durant la thèse .....	86
B.	Présentation de la structure des transistors HEMTs AlInN/GaN étudiés... 88	
C.	Localisation des pièges électriques dans les composants de la filière GaN89	
D.	Synthèse des études combinant les mesures impulsionnelles I-V et la photoionisation rapportées dans la littérature .....	91
III.	Analyse des effets d'éclairement sur les caractéristiques électriques de composants polarisés en régime impulsionnel .....	92
A.	Mise en évidence des effets de pièges électriques dans les composants AlInN/GaN lorsque les mesures électriques sont réalisées à l'obscurité .....	92
B.	Impact de la longueur d'onde des ondes électromagnétiques utilisées pour illuminer les transistors AlInN/GaN sur leurs caractéristiques électriques .....	95
1.	Mesures réalisées en régime continu .....	95
2.	Mesures réalisées en régime impulsionnel en utilisant les points de repos ( $V_{GSQ} = 0\text{ V}$ ; $V_{DSQ} = 0\text{ V}$ ) et ( $V_{GSQ} = -2\text{ V}$ ; $V_{DSQ} = 0\text{ V}$ ).....	97

C.	Influence du point de repos sur les caractéristiques électriques $I_{DS}$ ( $V_{DS}$ , $V_{GS}$ ) réalisées à l'obscurité et sous illumination .....	98
D.	Etude de la variation $I_{DS\ max}$ et de $R_{ON}$ en fonction de $V_{GS\ Q}$ lorsque les mesures électriques sont réalisées à l'obscurité et sous illumination .....	99
E.	Etude de l'influence des ondes électromagnétiques rouge et infrarouge sur les caractéristiques $I_{DS}$ ( $V_{GS}$ ) .....	101
F.	Etude de l'influence de la tension $V_{DS}$ sur les effets de pièges sensibles à la lumière .....	103
G.	Estimation des constantes de temps de dépiégeage des pièges sensibles aux ondes électromagnétiques.....	105
IV.	Conclusion .....	108

**Chapitre III : Mesures par spectroscopie Raman de la température de fonctionnement en régimes continu et pulsé de transistors HEMTs issus de la filière III-N.....111**

I.	Introduction.....	113
II.	Matériel et méthode.....	116
A.	Présentation du banc de mesure Raman utilisé pour les mesures réalisées en régime continu .....	116
B.	Présentation et principe du banc de mesure Raman travaillant en régime impulsionnel.....	119
C.	Présentation de la cellule régulée en température.....	121
III.	Courbes de calibration en température.....	123
A.	Courbe de calibration en température de la position et de la largeur à mi-hauteur du mode de vibration $E_2(\text{high})$ du GaN .....	123
B.	Courbe de calibration en température du mode $A_{1g}$ du substrat de saphir .. .....	128
C.	Courbes de calibration en température obtenues sur des microparticules de $CeO_2$ .....	129
1.	Estimation du diamètre moyen de microparticules de $CeO_2$ issues de deux lots différents .....	129
2.	Courbes de calibration en température réalisées sur les microparticules du lot 1. .....	131
3.	Courbes de calibration en température réalisées sur les microparticules du lot 2. .....	136
D.	Courbes de calibration en température obtenues sur des microparticules de $TiO_2$ .....	137

IV. Estimation de la température d’auto-échauffement en surface et en volume de transistors HEMTs AlInN/GaN polarisés en régime continu ..	141
A. Mesures de température réalisées entre les contacts de grille et de drain...	141
B. Comparaison des mesures de températures réalisées sur des microparticules de CeO <sub>2</sub> issues des deux lots et déposées à la surface du même composant ..	146
C. Mesures de température réalisées à la surface d’un contact métallique : l’exemple du contact de drain.....	148
D. Estimation de la résistance thermique entre les microparticules de CeO <sub>2</sub> ou de TiO <sub>2</sub> et la surface du semiconducteur .....	150
E. Détermination expérimentale de la résistance thermique à l’interface entre la couche de GaN et le substrat de saphir .....	152
F. Conclusions de l’étude réalisée en régime continu .....	155
V. Mesure du profil de la température d’auto-échauffement de transistors AlInN/GaN polarisés en régimes continu et impulsionnel .....	156
A. Protocole expérimental .....	156
B. Mesures de température réalisées sur un composant polarisé en régime continu .....	159
C. Mesures de températures réalisées sur un composant polarisé en régime impulsionnel.....	160
1. Mesures de température d’auto-échauffement d’un composant polarisé en régime pulsé en utilisant une excitation laser continue .....	160
2. Impact de la largeur du pulse électrique sur l’évolution temporelle de $\Delta T(\text{GaN})$ et de $\Delta T(\text{CeO}_2)$ .....	161
3. Impact de la période $T_e$ sur l’évolution temporelle de $\Delta T(\text{CeO}_2)$ .....	163
4. Mesure du régime transitoire de $\Delta T(\text{CeO}_2)$ à la surface d’un contact métallique : l’exemple du contact ohmique de drain. ....	165
VI. Conclusion .....	166
<b>Conclusion et perspectives .....</b>	<b>169</b>
<b>Références.....</b>	<b>177</b>

# Introduction Générale



Au cours des dernières décennies, les systèmes électroniques ont pris une place prépondérante dans notre vie quotidienne. Au fil des années, des systèmes de plus en plus compacts et de plus en plus sophistiqués ont vu le jour. Cependant, certaines applications requièrent des densités de puissance de plus en plus importantes en régime hyperfréquence. Pour illustrer ce phénomène, on peut citer le déploiement de la 5G [1] ou les radars utilisés pour l'aviation [2]. Pour répondre à ces besoins, des transistors à base de nitrure de gallium (GaN) ont été développés puisque ce matériau présente des propriétés physiques remarquables.

En effet, la structure cristalline du GaN utilisée dans ces composants est de type wurtzite. Ainsi, la largeur de bande interdite est importante, de l'ordre de 3,4 eV à la température ambiante [3], le champ de claquage est estimé à 3,3 MV.cm<sup>-1</sup> et des valeurs de mobilité électronique supérieure à 2 000 cm<sup>2</sup>.V<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup> ont été rapportées à 300 K [4]. Pour comparaison, l'arséniure de gallium (GaAs), matériau également utilisé pour les applications hyperfréquences, possède une largeur de bande interdite de 1,4 eV et un champ de claquage de l'ordre de 0,4 MV.cm<sup>-1</sup> [1]. De plus, sa mobilité peut atteindre 8 500 cm<sup>2</sup>.V<sup>-1</sup>.s<sup>-1</sup>, ce qui rend ce matériau adapté aux applications en très hautes fréquences, de l'ordre du THz [5]. Ainsi, on peut se rendre compte que le GaN semble plus adapté aux applications de forte puissance en hyperfréquences puisqu'il est capable de supporter des champs électriques beaucoup plus intenses, donc de travailler sous des tensions plus importantes. De plus, le GaN présente un autre avantage car sa densité de porteurs intrinsèques est de 2.10<sup>-10</sup> cm<sup>-3</sup> à la température ambiante [6] et de 1.10<sup>13</sup> cm<sup>-3</sup> à 1 000 °C [7]. A titre de comparaison, les valeurs obtenues pour le silicium sont de 1.10<sup>10</sup> cm<sup>-3</sup> et 1.10<sup>19</sup> cm<sup>-3</sup>, respectivement. [7]. Or, une densité de porteurs intrinsèques faibles est préférée à hautes températures afin d'avoir un bon pincement des transistors.

Outre les applications en radiofréquence (RF), les transistors à base de GaN sont également utilisés pour des applications de puissance afin de répondre aux problématiques liées aux mobilités électriques ou à la production d'énergie grâce aux panneaux photovoltaïques par exemple [8, 9]. Des composants ont été développés pour les tensions comprises entre 200 et 600 V, et coexistent avec les technologies à base de carbure de silicium (SiC) pour la gamme de tension 600-900 V. De plus, les composants à base de GaN entrent également petit à petit dans notre vie quotidienne puisqu'ils commencent à être utilisés dans les chargeurs rapides de téléphones portables depuis 2020 [10] et des technologies de chargeurs sans fils sont actuellement à l'étude [11]. Enfin, les transistors à base de GaN sont également utilisés dans des systèmes d'amplification faible bruit (ou LNA pour *Low Noise Amplifiers*) [12].

En plus des transistors, le GaN est également très utilisé pour l'optoélectronique. En effet, ce matériau est utilisé pour créer des LED ou des diodes laser destinées aux applications domestiques, industrielles, automobile... [13].

En plus de ces enjeux technologiques, les composants à base de GaN représentent un enjeu financier conséquent qui est en expansion. En effet, d'après les projections érigées par l'institut *Yole Développement*, les tendances attendues pour la décennie en cours montrent un engouement conséquent de la part des industriels pour les composants à base de GaN. De

plus, les sommes financières impliquées semblent décupler en seulement quelques années. L'essor le plus important concerne les applications domestiques liées aux chargeurs et aux télécommunications mobiles. D'après l'institut *Yole Développement*, le marché du GaN devrait représenter 1,1 milliard de dollars en 2026 [10]. De plus, bon nombre d'industriels tels que *Valeo*, *Texas Instruments* ou *Infineon* semblent intéressés par les composants à base de GaN et envisagent de l'implémenter dans leurs productions dans les années qui viennent. D'après des projections faites en Août 2023, le GaN pourrait même représenter un marché de plus de deux milliards d'euros pour l'année 2028 [14]. C'est pourquoi les études de fiabilité sur ces composants sont un enjeu primordial à l'heure actuelle. Cependant, le coût des technologies à base de GaN reste très élevé. En effet, la disponibilité des matières premières est limitée puisqu'un quasi-monopole est détenu par la Chine sur la production du gallium [15]. De plus, les quantités extraites sont faibles à cause de la faible rentabilité de l'extraction du matériau.

A l'été 2023, compte-tenu du contexte géopolitique, la Chine a décidé de restreindre ses exportations de gallium et de germanium vers les pays occidentaux, ce qui pourrait représenter un frein au déploiement des composants à base de GaN [16].

Les composants à base de GaN peuvent être utilisés dans plusieurs gammes de tension et dans différentes conditions de polarisation. Afin de comparer les aptitudes des matériaux en fonction des besoins de chaque application, on peut comparer différentes figures de mérite. La figure de mérite de Johnson (ou JFOM pour *Johnson's Figure Of Merit*) permet par exemple de caractériser les performances des matériaux pour des applications de puissance à hautes fréquences [8]. Elle est donnée par l'équation 1.

$$JFOM = \left( \frac{E_c V_{sat}}{2\pi} \right) \quad \text{Equation 1}$$

Où  $E_c$  représente le champ électrique critique du matériau et  $V_{sat}$  la vitesse de saturation des porteurs de charge. Afin de normaliser les valeurs obtenues, elles ont ensuite été divisées par la JFOM du silicium (Si). Dans ces conditions, les JFOM du Si, du SiC et du GaN sont respectivement de 1, 278 et 1 089 [8]. On peut alors constater que la JFOM du GaN est bien plus importante que celle des deux autres matériaux, ce qui implique qu'il présente de meilleures propriétés physiques pour les applications de puissance en hautes fréquences. Des valeurs de JFOM plus importantes ont été relevées pour un oxyde de gallium ( $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ ) avec une valeur de 2844,4. Cela s'explique par le champ de claquage très élevé de ce matériau, de l'ordre de  $8 \text{ MV.cm}^{-1}$ , obtenu grâce à sa très grande largeur de bande interdite de 4,9 eV [17]. Cependant, le développement de transistors basés sur ce matériau est récent puisque le premier article présentant les caractéristiques électriques d'un transistor à effet de champ fonctionnel obtenu par homoépitaxie a été rapporté en 2012 [17].

Pour les applications de puissance en commutation, on utilise la figure de mérite de Baliga (BFOM pour *Baliga's Figure Of Merit*). Elle est donnée par l'équation 2 [8].

$$BFOM = \epsilon_r \mu E_g^3 \quad \text{Equation 2}$$

Dans l'équation ci-dessus,  $\epsilon_r$  représente la constante diélectrique du matériau,  $\mu$  symbolise sa mobilité électronique et  $E_g$  sa largeur de bande interdite. Les grandeurs trouvées ont ici encore été normalisées par rapport à la valeur de la BFOM du Si. Dans ces conditions, les BFOM de Si, SiC et GaN sont respectivement de 1, 317 et 846 [8]. Ici encore, le GaN semble être le matériau le plus adapté aux applications de puissance en commutation. Cela s'explique par son champ de claquage important et la haute mobilité des porteurs.

Cette formule a également été transformée pour des applications en hautes fréquences, où les pertes occasionnées lors de la commutation sont significatives. On utilise alors figure de mérite de Baliga en hautes fréquences (ou BHFFOM pour *Baliga High Frequency FOM* en anglais). Elle est définie par l'équation 3 [8].

$$BHFFOM = \frac{\mu E_c^2 V_g^{\frac{1}{2}}}{2V_{BR}^2} \quad \text{Equation 3}$$

$V_g$  représente alors la tension de pincement,  $V_{BR}$  symbolise la tension de claquage et  $E_c$  le champ électrique critique. Dans ces conditions, et en normalisant vis-à-vis de la valeur de BHFFOM de Si, on obtient que la BHFFOM du SiC et du GaN sont respectivement de 46,3 et 100,8 [8]. En tenant compte des pertes issues de cette commutation, le GaN semble toujours être le matériau présentant les meilleures propriétés physico-chimiques, comparativement à SiC et à Si.

Grâce aux différentes figures de mérite citées ci-dessus, on peut remarquer que le GaN présente des propriétés physico-chimiques intéressantes pour les applications de puissance, et les applications en régime hyperfréquence. Pour chacun des cas étudiés ici, le GaN semble supplanter les caractéristiques physico-chimiques de Si et de SiC. C'est pourquoi le développement de transistors à base de GaN connaît un engouement depuis plus de trente ans.

La structure de transistors la plus couramment rencontrée ces dernières années est la structure de type HEMT pour *High Electron Mobility Transistor*, ou transistor à haute mobilité électronique. Dans les paragraphes suivants, nous allons présenter cette structure et les différents matériaux la constituant ainsi que leurs propriétés afin de comparer leurs avantages et inconvénients.

Premièrement, intéressons-nous au substrat. Cinq matériaux différents sont couramment utilisés comme substrat pour les transistors HEMTs à base de nitrure de gallium, à savoir le saphir [18], le Si [19], le SiC [1, 20], le diamant [21] ou le GaN [22-24]. Ils présentent tous des avantages et des inconvénients qui sont listés dans les paragraphes suivants.

Les wafers en saphir ont été couramment utilisés comme substrat lors des premières études sur le GaN compte-tenu de leur faible coût. Cependant, ce matériau présente un désaccord de maille de 13% avec la structure wurtzite de GaN, induisant des effets de contraintes mécaniques conséquents [25]. Cela augmente alors le nombre de dislocations dans la structure, ce qui risque de dégrader les performances électriques à cause d'effets de pièges électriques. De plus, la conductivité thermique du saphir est limitée, de l'ordre de  $0,35 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , ce qui implique que la dissipation thermique du composant est faible et donc que sa température de fonctionnement est élevée [26]. Afin de compenser la faible dissipation thermique du saphir, des processus d'amincissement du substrat peuvent être appliqués à la fin du processus de fabrication du composant [27].

L'utilisation de wafers de Si semble être appropriée à la production à grande échelle puisque ces wafers sont disponibles en grande quantité, pour un coût modeste et avec des dimensions importantes. Néanmoins, le Si présente le désaccord de maille le plus élevé avec le GaN, de l'ordre de 17% [27]. La conductivité thermique du silicium est de  $1,5 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , ce qui implique que la température de fonctionnement d'un transistor reste élevée. C'est pourquoi l'optimisation des systèmes de packaging reste un point clé de la fiabilité des composants. Par exemple, Cheng *et al.* [28] ont mené des études d'optimisation du packaging de transistors de puissance GaN-sur-Si afin de favoriser la dissipation thermique du système composant + boîtier. Le développement de transistors à base de GaN sur Si permet néanmoins d'intégrer cette technologie à des structures déjà existantes sur Si. C'est le cas par exemple des stations terrestres utilisées dans les applications 5G [1].

Les substrat en SiC sont actuellement très étudiés car ce matériau présente une bonne conductivité thermique, de  $4,2 \text{ K.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$  [26], tout en ayant un désaccord de maille faible, d'environ 3% avec la structure wurtzite du GaN [27]. Il faut toutefois noter que les dimensions des wafers restent limitées à un diamètre maximal de 4 pouces et que leur coût de production est important, ce qui représente un problème financier conséquent pour le développement d'une industrialisation de masse [27]. Cependant, les composants créés présentent de meilleures performances électriques en termes de puissance.

Pour améliorer la dissipation thermique des transistors, la littérature propose d'utiliser des substrats en diamant. Néanmoins, la croissance d'une couche de GaN ayant une bonne qualité cristalline sur un substrat de diamant s'avère compliquée [29]. C'est pourquoi les études menées préfèrent utiliser des techniques de report de composants à base de GaN initialement fabriqués sur des substrats en Si vers un substrat en diamant [30]. Cependant, ces techniques de report peuvent induire une mauvaise conductivité thermique à l'interface entre le GaN et le diamant. Cela entrave alors la dissipation thermique du système et minimise de fait les avantages présentés par la bonne conductivité thermique du diamant, pouvant atteindre  $20 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$  [31]. Des optimisations des conditions de report sont proposées dans la littérature afin de minimiser cette résistance thermique à l'interface [32, 33]. Cette technologie de composant devrait bientôt être disponible dans le commerce puisque certains industriels comme *Mitsubishi Electric* envisagent de commercialiser des transistors HEMTs sur des substrats en diamant dès 2025 [30].

Enfin, des équipes de recherche proposent d'utiliser des substrats compliant à base de GaN. Néanmoins, ces derniers sont onéreux et ne sont disponibles que pour de petites dimensions, de deux pouces au maximum. Généralement, les composants réalisés ont une structure verticale permettant une meilleure tenue en tension [23, 24]. Comme la couche tampon et le substrat sont composés du même matériau, avec la même structure cristalline, il n'y a pas de désaccord de maille ou de différence de coefficients de dilatation. Les applications industrielles de la technologie GaN-sur-GaN restent cependant marginales, compte-tenu des coûts de production très élevés.

Comme nous venons de le voir, il existe un désaccord de maille pouvant être conséquent entre le substrat et la couche tampon de GaN. Afin de s'en affranchir et donc de minimiser la contrainte et le taux de dislocations dans la couche de GaN, il est d'usage de déposer au préalable une couche de nucléation. Celle-ci est généralement composée de nitrure d'aluminium (AlN) ou d'un alliage d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ . Son épaisseur est faible puisqu'il ne s'agit que d'une couche de transition servant à améliorer la qualité cristalline de la couche de GaN [3].

Afin de relâcher la contrainte tout en augmentant la qualité cristalline de la couche de GaN, Hieu *et al.* [34] proposent d'utiliser une succession de couches d'AlN (5 nm) et de GaN (27 nm) entre la couche buffer de GaN et le substrat de Si. Cette superposition de couches est appelée super-réseau (ou *superlattice* en anglais). La dimension totale de cette structure est de 2 200 nm. D'après les auteurs, cette structure permet de minimiser les courants de fuite lorsque les mesures sont réalisées sur une gamme de fréquences allant jusqu'à 6 GHz. Ce super-réseau permet alors de compenser le désaccord de maille et la différence de coefficients de dilatation entre le GaN et le Si.

Au lieu d'utiliser un super-réseau, Yu *et al.* [35] proposent d'utiliser une succession de trois couches tampon d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , dont le taux d'aluminium  $x$  décroît à mesure que l'on s'approche du canal d'électrons. Ils ont étudié des composants AlGaIn/GaN déposés sur un substrat Si. Cette structure de trois couches isolantes d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  avec différents taux d'aluminium  $x$  permet de relâcher les contraintes mécaniques dans la structure et de diminuer les courants de fuite de grille d'un facteur dix, d'après les auteurs.

Afin de créer le canal d'électrons, il est indispensable de déposer une couche barrière d'une épaisseur de l'ordre de la dizaine de nanomètres à la surface du GaN. Elle est généralement constituée d'un alliage ternaire, voire quaternaire, de matériaux issus de la filière III-N. Cette couche a pour but de créer une discontinuité au niveau des bandes de conduction et de valence. La discontinuité au niveau de la bande de conduction cause une courbure de bande au niveau de l'interface entre la couche de GaN et la couche barrière, ce qui crée une zone d'accumulation de charges électriques. Ainsi, les porteurs de charge se retrouvent piégés dans le puits de potentiel, formant ainsi le canal d'électrons [7]. Les structures les plus couramment utilisées pour les transistors de type HEMT sont  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  ou  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ .

Les largeurs de bande interdite des matériaux  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  ou  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{N}$  varient en fonction de  $x$ . Quel que soit le pourcentage d'aluminium  $x$  non nul, une couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  présente une largeur de bande interdite plus importante que le GaN. L'utilisation d'une couche barrière

en  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{N}$  est conditionnée au fait que le taux d'indium soit de 17% [36]. En effet, dans ces conditions, il existe une différence de largeur de bande interdite conséquente mais le paramètre de maille du GaN et de  $\text{Al}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{N}$  est identique. Cela implique qu'il existe la discontinuité des bandes de conduction et de valence mais qu'il n'y a pas d'effet de contrainte induit par un désaccord de maille entre les deux matériaux.

Le confinement des porteurs de charge dans le puit de potentiel est induit par la polarisation spontanée des matériaux, ainsi que par la polarisation piézo-électrique pour les structures  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  contrairement aux structures utilisant des couches  $\text{Al}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{N}$ . L'absence d'effet piézo-électrique représente donc un avantage conséquent des structures  $\text{Al}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{N}/\text{GaN}$  puisque cela permet de limiter les contraintes dans la structure.

La polarisation instantanée est due au moment dipolaire, c'est-à-dire à la polarisation de la liaison entre les atomes de gallium (d'aluminium, ou d'indium) et d'azote due à leur différence d'électronégativité. Pour une structure de type wurtzite, le moment dipolaire de la liaison entraîne une polarisation du cristal. La maîtrise des conditions de croissance permet d'orienter la polarisation instantanée vers le substrat, ce qui améliore la mobilité électronique du canal d'électrons et d'augmenter la densité d'électron dans le canal [7]. A titre d'exemple, la polarisation spontanée d'une structure  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}$  est estimée à  $-0,045 \text{ C.m}^{-2}$ , tandis que celle d'une couche d' $\text{Al}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{N}$  est de  $-0,072 \text{ C.m}^{-2}$  [7]. La polarisation spontanée de  $\text{Al}_{0,83}\text{In}_{0,17}\text{N}$  est donc quasiment deux fois plus importante que celle de  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}$ . Cette différence est compensée par la polarisation piézo-électrique qui est induite par la différence de paramètre de maille pour les structures  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ . Au final, des densités de porteurs supérieures à  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  ont été rapportées pour ces deux types de structures [37]. Afin d'augmenter la discontinuité de bande au niveau de l'interface entre la couche de GaN et la couche barrière, il est possible d'ajouter une couche d'espacement servant à améliorer le confinement des porteurs de charge dans le gaz bidimensionnel d'électrons. Cette couche est généralement constituée d'AlN puisque ce matériau possède la largeur de bande interdite la plus importante des matériaux III-N. Son épaisseur est minime, de l'ordre du nanomètre. A titre d'exemple, Ko *et al.* [38] ont rapporté que l'ajout d'une couche d'espacement en AlN de 1 nm d'épaisseur permet d'augmenter que de 11% la concentration de porteurs dans le canal à la température ambiante.

Enfin, en surface des composants, on retrouve les deux contacts ohmiques ainsi qu'un contact de grille servant à polariser le transistor. On peut également y retrouver une couche de passivation permettant de protéger les métallisations et de figer les états de surface. Cela permet de minimiser un effet limitatif de la fiabilité des transistors à base de GaN qu'est le phénomène de grille virtuelle, induite par des pièges électriques présents en surface du composant [39] que nous présenterons plus en détails dans les chapitres I et II de ce mémoire.

Afin d'augmenter le champ de claquage des transistors, il est d'usage d'ajouter une extension métallique reliée au contact de source au-dessus du contact de grille et de l'espace grille-drain. Cette structure est appelée plaque de champ. Elle peut également être liée au contact de grille [40]. Ces structures servent à minimiser le pic de champ électrique à la base de la grille côté drain en l'étalant dans l'espace grille-drain. Cela permet alors d'augmenter la tension de claquage du transistor et donc d'améliorer les performances électriques [40]. Les

plaques de champ ajoutent cependant des capacités parasites pouvant avoir une influence sur les performances en fréquence du composant.

Depuis trente ans, la technologie des transistors HEMTs à base de GaN n'a cessé d'être optimisée afin d'en améliorer les performances. A titre d'exemple, pour des composants AlInN/GaN déposés sur un substrat SiC, des densités de courant supérieures à 2 A/mm [41] et des densités de puissance en sortie de 10 W/mm à 10 GHz ont été mesurées pour des transistors ayant une valeur de transconductance supérieure à 450 mS/mm. [42]. De plus, grâce à la stabilité thermique et chimique des matériaux, ces composants peuvent fonctionner à des températures de 1 000 °C sous vide [41].

Pour des transistors AlInN/GaN déposés sur un substrat de Si, des densités de courant de 1,3 A/mm ont été rapportées avec une fréquence de coupure  $f_T$  de 102 GHz et une transconductance de 330 mS/mm [43]. Les auteurs ont également relevé une densité de puissance de sortie de 2,5 W/mm à 10 GHz quand  $V_{DS} = 15$  V.

Enfin, pour les transistors AlInN/GaN sur saphir, des densités de courant de 1,2 A/mm à  $V_{GS} = 2$  V ont été rapportées [44]. Une transconductance de 234 mS/mm a été mesurée. De plus, la fréquence de coupure  $f_T$  a été estimée à 13 GHz pour des composants dont la longueur de grille est de 1  $\mu$ m. D'après Gaquière *et al.* [45], des transistors AlInN/GaN sur saphir ont présenté une densité de courant de sortie de 2 A/mm en régime établi et une densité de puissance de 1,5 W/mm à une fréquence de 10 GHz quand  $V_{DS} = 15$  V. Les auteurs ont également estimé que la fréquence de coupure  $f_T$  est de 70 GHz pour des composants dont la longueur de grille est de 0,08  $\mu$ m.

Intéressons-nous maintenant aux structures AlGaN/GaN. Dans les paragraphes suivants nous allons présenter quelques résultats de mesure des performances électriques de transistors fabriqués sur des substrats de saphir, Si, SiC et diamant.

Lee *et al.* [46] ont publié des résultats de mesures de performances de transistors  $Al_{0,25}Ga_{0,75}N/GaN$  réalisés sur un substrat de SiC. Les auteurs ont obtenu une densité de puissance de 4,13 W/mm à une fréquence de 35 GHz avec un rendement en puissance ajouté (ou PAE pour *Power Added Efficiency* en anglais) de 23%. Le pic de transconductance est de 285 mS/mm. Les composants caractérisés ont une longueur de grille de 0,25  $\mu$ m.

D'après Dumka *et al.* [47], des transistors AlGaN/GaN déposés sur un substrat de Si ont démontré des densités de puissance de sortie de 7 W/mm à une fréquence de 10 GHz. Dans ces conditions, une PAE de 52% a été obtenue. Les auteurs ont mesuré des densités de courant de sortie maximale et de transconductance de 850 mA/mm et 220 mS/mm, respectivement.

Pour des transistors AlGaN/GaN sur saphir, des densités de puissance de 12 W/mm à une fréquence de 4 GHz ont été rapportées pour des transistors munis de plaques de champ [48]. Les auteurs ont mesuré une fréquence de coupure  $f_T$  de 16 GHz. D'après Lu *et al.* [49], des transistors  $Al_{0,35}Ga_{0,65}N/GaN$  sur saphir dont la longueur de grille est de 0,18  $\mu$ m ont montré des  $f_T$  de 101 GHz et une transconductance extrinsèque de 212 mS/mm.

Enfin, des transistors  $\text{Al}_{0,26}\text{Ga}_{0,74}\text{N}/\text{GaN}$  sur substrat de diamant avec une densité de puissance de 7,9 W/mm à 10 GHz et une PAE de 46% ont été rapportés par Dumka *et al.* [21]. Sur ces composants, le pic de transconductance est de 300 mS/mm.

Un sujet d'étude conséquent concerne l'homoépitaxie de transistors GaN sur un substrat en GaN. Dans ces conditions, on s'affranchit des effets de contrainte dus au désaccord de maille entre la couche tampon et le substrat. En 2004, Chu *et al.* [22] ont rapporté des densités de puissance de l'ordre de 9,4 W/mm à 10 GHz pour ce type de transistors.

Récemment, de nouveaux matériaux ayant des propriétés supérieures au GaN sont étudiés dans la littérature. On parle de matériau avec des largeurs de bande interdite très importantes (ou *Ultra Wide Bandgap* en anglais) Nous pouvons citer les composants à base d'oxyde de gallium  $\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$ . Ce matériau présente une largeur de bande interdite comprise entre 4,6 et 4,9 eV. Ainsi, il est en mesure de supporter des tensions plus élevées puisque le champ de claquage est compris entre 6 et 8 MV.cm<sup>-1</sup>. Ce matériau semble alors adapté aux applications de puissance devant supporter des tensions élevées [50]. Des transistors de type MOSFET supportant des tensions de 750 V ont d'ailleurs été rapportés dans la littérature.

Les transistors utilisant une couche barrière en AlN sont également étudiés depuis quelques années. Des transistors AlN/GaN/AlN déposés sur un substrat en SiC [51] ont démontré des densités de courant supérieures à 3 A/mm à  $V_{DS} = 10$  V en régime continu. De plus des densités de puissance en sortie de 3 W/mm à 10 GHz ont été rapportées.

Ces performances sont cependant éloignées des limites théoriques des matériaux. En effet, les performances électriques et en fréquence des transistors peuvent être limitées par des effets de pièges électriques. Ces derniers ont un impact sur les porteurs de charge. Ils peuvent alors causer des chutes drastiques de courant de drain dans certaines conditions de polarisation [8]. Plusieurs thèses ont étudié ces effets limitatifs. On peut par exemple citer la thèse de M. Bouya [52], soutenue en 2010 à l'Université de Bordeaux, où il a étudié différentes méthodes de caractérisation des pièges électriques. Nous pouvons également citer la thèse de G. Astre [53], soutenue en 2012 à l'Université Toulouse III – Paul Sabatier où l'auteur a étudié l'impact d'un stress RF sur le composant, ainsi que l'impact de la diffusion de deutérium sur les mesures de bruit basses-fréquences. Notre équipe de recherche a également mené deux thèses de caractérisation de pièges électriques. La thèse de F. Berthet [54], soutenue en 2012, qui a étudié les effets des irradiations et de stress électriques sur des transistors HEMTs AlGaInN/GaN. Ces travaux ont été poursuivis et approfondis par S. Petitdidier lors de sa thèse [7] où il a étudié les effets de stress et d'irradiation par des neutrons thermalisés sur des transistors AlInN/GaN. Durant ces deux thèses, ils ont démontré que les stress électriques dégradent les caractéristiques électriques du composant. Cependant, l'irradiation de ces composants après stress avec des fluences faibles peut « guérir » certains défauts induits par les tests de vieillissement.

De plus, les composants à base de GaN sont destinés aux applications de puissance en régime hyperfréquence. Cela conduit néanmoins à un auto-échauffement conséquent induit par la polarisation. Or, une augmentation de température implique une diminution de la

largeur de bande interdite des matériaux, de la hauteur de barrière et du facteur d'idéalité de la grille ainsi qu'une baisse de la mobilité des porteurs de charge [55]. A terme, cela conduit à une diminution du courant de drain du transistor [55], ce qui dégrade les performances électriques des composants. De plus, une augmentation de température diminue la durée de vie théorique des transistors [56]. C'est pourquoi les mesures de température de fonctionnement de composants polarisés sont un enjeu majeur à l'heure actuelle pour les industriels du secteur. Ils cherchent à estimer des valeurs de résistance thermique  $R_{th}$  afin de quantifier l'aptitude du transistor à dissiper la chaleur par conduction à travers le substrat.

Pour répondre à cette problématique, plusieurs méthodes de mesure de température sont rapportées dans la littérature. Elles sont classées en trois grandes familles : les méthodes par contact, les méthodes électriques et les méthodes optiques. Cependant, bon nombre d'études trouvées dans la littérature ont été réalisées en régime continu. Bien que ces conditions soient les plus défavorables d'un point de vue thermique, elles n'en restent pas moins éloignées des conditions normales de fonctionnement des transistors à base de GaN, généralement polarisés en régime impulsionnel. Afin de réaliser des mesures de température localisées avec des résolutions temporelles importantes sur des composants polarisés en régime impulsionnel, deux méthodes optiques semblent plus récurrentes que les autres dans la littérature, à savoir la spectroscopie Raman et la thermoréflectance. Cependant, elles présentent toutes deux des inconvénients.

La thermoréflectance est une technique de caractérisation qui utilise la variation de réflectance de la surface d'un matériau en fonction de sa température. Cette technique est particulièrement adaptée à la caractérisation thermique des surfaces métalliques. Cependant, pour sonder la surface d'un semiconducteur, il est indispensable d'utiliser une source lumineuse dont l'énergie est supérieure à la largeur de bande interdite du matériau [56], ce qui crée des photoporteurs.

La seconde technique est la spectroscopie Raman. Un nombre conséquent de thèses ont été menées pour estimer la température de composants polarisés avec cette méthode de caractérisation. Rien qu'en France, on peut recenser cinq thèses distinctes. Dans les paragraphes suivants, nous allons présenter brièvement les études thermiques menées par spectroscopie Raman dans ces cinq manuscrits.

Dans sa thèse soutenue en 2004, R. Aubry [57] a étudié les mesures de température de transistors AlGaIn/GaN polarisés en régime continu. Ces mesures ont permis de quantifier l'effet de la température sur les paramètres électriques du composant et d'en déduire sa durée de vie théorique. Les résultats ont été utilisés pour valider les modèles thermiques développés au sein de son équipe de recherche. Cependant, les conditions de polarisation utilisées sont éloignées des conditions réelles de polarisation des transistors HEMTs.

Lors de sa thèse soutenue en 2009, O. Lancry [39] a mesuré la température de fonctionnement de transistors polarisés en régimes continu et impulsionnel par spectroscopie Raman. La première étude a été menée en utilisant une excitation laser de longueur d'onde  $\lambda = 632,8$  nm, permettant de mesurer la température volumique de transistors polarisés. Elle a ensuite développé un banc de mesure par spectroscopie Raman en utilisant des impulsions

laser UV afin de ne sonder que le haut de la couche de GaN. En effet, en utilisant une source lumineuse dont l'énergie est supérieure à la largeur de bande interdite du matériau, on diminue drastiquement la profondeur de pénétration du laser. Compte-tenu de la structure HEMT des transistors, l'utilisation de sources lumineuses UV permet de ne sonder que la zone proche du canal d'électron. Elle a ainsi pu mesurer le profil de la température de la zone proche du canal d'électrons au cours d'un pulse électrique. Pour ce faire, elle a utilisé des pulses optiques de 200 ns. Cependant, l'utilisation d'une source excitatrice dont l'énergie est supérieure à la largeur de bande interdite crée également des photoporteurs, ce qui augmente artificiellement la concentration de porteurs dans le canal et nous éloigne des conditions normales de fonctionnement.

Toujours en 2009, G. Le Coustre a étudié la résistance thermique existant à l'interface entre la couche de GaN et le substrat en SiC des transistors qu'il a caractérisés dans sa thèse [58]. Pour ce faire, il a utilisé la spectroscopie Raman. Ces données lui ont permis de déterminer expérimentalement des paramètres physiques tels que la résistance thermique à l'interface entre la couche de GaN et le substrat de SiC des composants par exemple. Il les a ensuite implémentés dans des modèles numériques traduisant le comportement thermique du composant.

En 2015, L. Baczkowski [59] a développé un modèle thermique de transistors HEMTs à base de GaN fournis par *Thalès*. Afin de vérifier la cohérence du modèle avec des données expérimentales, il a utilisé trois méthodes optiques que sont la thermographie infrarouge, la thermoréfectance et la spectroscopie Raman. Toutes ces études ont été faites en régime continu. Cela lui a permis d'estimer la valeur expérimentale de la résistance thermique du composant. Il en a déduit grâce au modèle thermique que la température moyenne de composants polarisés en régime RF n'est pas modifiée vis-à-vis de celle estimée en régime continu.

Enfin, en 2019, G. Brocero [56] a réalisé une étude sur la précision et la répétabilité des mesures par spectroscopie Raman afin de démontrer l'adaptabilité de cette technique aux besoins industriels pour répondre aux problématiques de mesure de température en régime continu. Il a développé une technique utilisant des microthermomètres Raman en utilisant des microparticules d'oxyde de cérium ( $\text{CeO}_2$ ) déposées à la surface du composant. Il a vérifié que l'ajout de microparticules ne modifie pas les caractéristiques électriques du composant en régime continu. Il a également démontré qu'elles permettent de remonter à la température de la surface sur laquelle elles sont déposées. Les mesures expérimentales ont montré que la température mesurée sur les microparticules déposées à la surface du semiconducteur, entre le contact de grille et de drain, est plus importante que celle estimée sur les contacts métalliques du composant. Ce résultat est cohérent puisque la surface du semiconducteur est proche du canal d'électrons, et donc de la zone la plus chaude du composant. L'utilisation de ces microthermomètres permet donc d'estimer la température en surface des contacts métalliques. Cela représente un avantage indéniable puisque les métaux ne peuvent pas être sondés par spectroscopie Raman. Ces résultats serviront de point de départ pour répondre à notre problématique de mesures de température en régimes continu et impulsionnel.

Ce manuscrit de thèse sera composé de trois chapitres organisés de la façon suivante :

Le premier chapitre sera divisé en deux grandes parties. Dans la première, nous nous intéresserons aux pièges électriques, à leur origine et à quelques techniques de caractérisation couramment utilisées dans la littérature. L'objectif n'est pas d'être exhaustif mais plutôt de présenter quelques méthodes récurrentes permettant de caractériser les pièges électriques présents dans les transistors de type HEMTs à base de GaN. La deuxième partie sera consacrée aux techniques de mesure de température de composants à base de GaN polarisés en régime continu et/ou impulsionnel. Elles sont divisées en trois grandes familles que sont les mesures par contact physique, les mesures électriques ou les mesures optiques. Nous comparerons les avantages et inconvénients des différentes techniques.

Le chapitre II sera consacré à la présentation d'une nouvelle technique de caractérisation de pièges électriques couplant des mesures impulsionnelles I-V et des techniques de photoionisation. Cette technique semble prometteuse puisqu'elle permet d'extraire l'énergie d'activation des pièges tout en observant leur influence sur les caractéristiques électriques pulsées du transistor. Nous exposerons le principe général ainsi que les bancs de mesure utilisés. Afin de démontrer la faisabilité, nous présenterons les résultats d'une étude de cas menée sur des transistors HEMTs AlInN/GaN. Nous montrerons qu'il est possible d'extraire plusieurs niveaux de pièges distincts et de décorrélérer leur impact en modifiant la longueur d'onde incidente.

Le chapitre III sera consacré à l'étude thermique de composants similaires à ceux caractérisés électriquement lors du chapitre II. La première partie du chapitre sera consacrée à l'étude en régime continu de la température de transistors polarisés. Nous utiliserons deux types de microthermomètres Raman en utilisant des microparticules d'oxyde de cérium ( $\text{CeO}_2$ ) et d'oxyde de titane ( $\text{TiO}_2$ ). Nous comparerons les avantages et les inconvénients induits par ces deux microparticules. Nous déterminerons expérimentalement la résistance thermique des composants ainsi que la résistance thermique à l'interface entre le GaN et le substrat. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous démontrerons que l'utilisation combinée de la spectroscopie Raman et des microthermomètres peut être appliquée sur des transistors polarisés en régime impulsionnel, permettant de mesurer l'évolution temporelle de la température en volume du GaN ainsi qu'en surface du semiconducteur et des contacts métalliques sur une période complète du signal électrique.

Une conclusion et des perspectives seront dressées à la fin de ce manuscrit.



# Chapitre I : Techniques de caractérisation physique et thermique des composants HEMTs à base de GaN



## I. Introduction

Les propriétés physiques du GaN en font un matériau de plus en plus utilisé dans bon nombre de domaines novateurs. Cependant, la présence de phénomènes parasites induits par l'existence de pièges électriques et/ou de défauts dans ces composants peuvent engendrer une dégradation de leur performance et de leur fiabilité. Cela peut alors représenter un frein dans le déploiement de cette technologie dans le milieu industriel. Outre les phénomènes de pièges électriques, les propriétés électriques du composant peuvent également être dégradées par un phénomène d'auto-échauffement du composant induit par la polarisation électrique. En effet, une augmentation de température implique une baisse de la mobilité des porteurs de charge [55], ce qui conduit alors à une diminution du courant de drain et donc de la puissance transmise par le composant.

Afin d'améliorer les performances des composants pour s'approcher des limites physiques théoriques des matériaux, les procédés technologiques de fabrication ont été optimisés. Ainsi, la taille des composants a diminué, ce qui permet d'augmenter leur densité d'intégration. De plus, l'amélioration de la technologie permet également une augmentation du courant. Au final, cela conduit à une augmentation de la densité de puissance des systèmes. Cependant, une augmentation de la puissance dissipée induit un fort auto-échauffement. Ce dernier, s'il n'est pas limité, dégrade les performances des transistors, induisant une diminution du courant de drain et de la fréquence maximale d'utilisation mais aussi une diminution de la fiabilité du composant, ce qui limite sa durée de vie [56]. C'est pourquoi la mesure de la valeur maximale de température au sein du transistor est un enjeu majeur à l'heure actuelle pour les industriels. Au travers de ces mesures, ils cherchent à valider les modèles thermiques obtenus par simulation afin d'optimiser la dissipation thermique du système. De plus, l'utilisation de simulations thermiques permet d'accéder à la température en tout point du modèle. En le faisant coïncider aux mesures expérimentales, il devient possible d'accéder à la température en tout point du composant, y compris dans les zones non accessibles expérimentalement.

La littérature rapporte que des effets d'effondrement du courant de drain (*Current Collapse* en anglais) ou de variation de la tension de pincement peuvent être induits par des effets de pièges électriques. Ces derniers sont influencés par les champs électriques appliqués au transistor. En fonction de la nature des pièges et du point de polarisation utilisé en régime opérationnel, différents pièges peuvent être activés et induire une dégradation des performances électriques du transistor [60]. Or, les champs électriques appliqués aux HEMTs à base de GaN sont généralement intenses, ce qui impacte d'autant plus le courant de drain, tant par un phénomène d'auto-échauffement du composant que par l'action des pièges électriques. Il devient alors compliqué de décorrélérer ces deux phénomènes [61]. C'est pourquoi, dans la première partie de ce chapitre, nous allons décrire quelques techniques de caractérisation de pièges électriques couramment utilisées dans la littérature pour caractériser leur énergie d'activation, leur section de capture et leurs constantes de temps de piégeage et de dépiégeage [62]. Certaines de ces techniques de caractérisation utilisent des pulses électriques courts, ce qui permet de minimiser les phénomènes d'auto-échauffement.

Ainsi, les phénomènes observés grâce à ces mesures sont principalement dus à des effets de pièges électriques.

La seconde partie de ce chapitre s'intéressera aux méthodes de mesure de température regroupées généralement en trois familles qui sont :

- les méthodes par contact physique,
- les méthodes électriques,
- les méthodes optiques.

Ce chapitre n'a pas pour vocation d'être exhaustif mais plutôt de présenter succinctement un aperçu de techniques couramment rencontrées dans la littérature afin de comparer leurs avantages et leurs inconvénients. Enfin, nous concluons ce chapitre par une comparaison des différentes techniques de caractérisation physique et thermique des composants à base de GaN afin d'identifier les méthodes les plus intéressantes et permettant de mener à bien mon travail de thèse.

## **II. Caractérisation des effets de pièges électriques présents dans les composants de type HEMT à base de GaN**

Les pièges électriques peuvent être dus à des défauts cristallins dans les matériaux, tels que des dislocations, des lacunes, des atomes interstitiels, etc... [63]. Il est important de préciser que ces pièges peuvent également être générés par les forts champs électriques imposés lors des phases de fonctionnement du composant ou par l'environnement dans lequel il fonctionne [7, 64, 65-71]. Ils sont qualifiés de pièges électriques s'ils sont électriquement actifs, c'est-à-dire s'ils ont une influence sur les porteurs de charge [72]. Il existe deux grandes familles de pièges électriques : les pièges de type donneur et les pièges de type accepteur [63]. Ils peuvent alors avoir une influence néfaste sur la fiabilité du composant. À titre d'exemple, on peut citer la chute drastique de courant pouvant être due à des phénomènes de pièges présents en surface du composant, déplaçant alors le canal d'électrons [52, 53, 73]. Cette chute du courant de drain peut également être induite par la présence de pièges électriques situés en volume dans les couches constituant le composant [8, 74]. Ces pièges électriques peuvent conduire à une augmentation de la résistance d'accès du composant lors de commutations en hautes fréquences et donc diminuer les performances RF du transistor [75, 76]. La caractérisation des pièges électriques présents dans les composants représente alors un enjeu majeur en termes de fiabilité et de performances en puissance et en fréquence. Dans les paragraphes suivants, nous aborderons succinctement la notion de pièges électriques, puis nous décrirons quelques techniques couramment utilisées dans la littérature permettant de les caractériser.

## A. Concept de pièges électriques dans les composants

Comme précisé précédemment, les pièges électriques peuvent tirer leur origine des défauts cristallins induits par le procédé technologique menant à la réalisation des composants de la filière III-V [63]. Les conditions de polarisation du transistor peuvent également avoir une influence sur les pièges à travers des phénomènes de gate-lag et de drain-lag [7], par exemple. Il est aussi possible de créer des pièges électriques en stressant électriquement et/ou thermiquement le composant [77] ou en le soumettant à des doses d'irradiations conséquentes [54]. A titre d'exemple, dans les applications spatiales, les transistors sont soumis à des fluences importantes de protons, mais également à des particules alpha ou à des électrons. Tous ces pièges électriques ont des niveaux d'énergie situés dans la bande interdite des matériaux semi-conducteurs [78]. Leur position est traduite par l'énergie d'activation du piège, c'est-à-dire l'énergie minimale nécessaire à apporter au piège pour qu'il ait une influence sur la densité et/ou la mobilité des porteurs de charge et donc sur les caractéristiques électriques des composants. Selon cette valeur, les pièges électriques sont qualifiés comme étant peu profonds s'ils sont situés proches de la bande de valence ou de la bande de conduction, ou profonds s'ils sont situés vers le centre de la bande interdite. Les valeurs d'énergie d'activation rapportées dans la littérature pour le GaN vont de quelques meV pour les pièges peu profonds, jusqu'à plusieurs eV pour les pièges profonds [72].

On retrouve deux grands types de pièges électriquement actifs : les pièges accepteurs et les pièges donneurs [63]. Les pièges accepteurs sont neutres lorsqu'ils sont vides et sont chargés négativement lorsqu'ils capturent un électron. Un piège accepteur plein peut émettre un électron ou capturer un trou tandis qu'un accepteur vide peut capturer un électron ou émettre un trou [52]. Les pièges donneurs sont quant à eux chargés positivement lorsqu'ils sont ionisés (donc vides) et neutres sinon. Un donneur plein peut émettre un électron ou capturer un trou alors qu'un donneur vide peut capturer un électron ou émettre un trou [52]. Dans la réalité, un piège électrique peut avoir différents niveaux de transition. En effet, certains pièges peuvent à la fois être donneur et accepteur, double donneur, triple accepteur... [72].

Ces pièges capturent des porteurs de charges provenant du canal sous l'effet de la polarisation électrique. Ces porteurs de charge ne participent donc plus à la conduction du courant, induisant une diminution de  $I_{DS}$ . Ils sont ensuite libérés après une durée relative aux constantes de temps des pièges. Le régime transitoire du courant de sortie a donc une forme exponentielle, ce qui induit un délai dans la réponse du composant à une variation brusque de tension, phénomène appelé effondrement du courant dans la littérature [52].

Il existe trois mécanismes de piégeage, à savoir la recombinaison, la génération ou la capture de porteurs. Ces différents mécanismes sont représentés sur la Figure I-1, issue de la référence [72]. Sur ce schéma, les lettres « n » et « p » sont relatives respectivement aux électrons et aux trous.

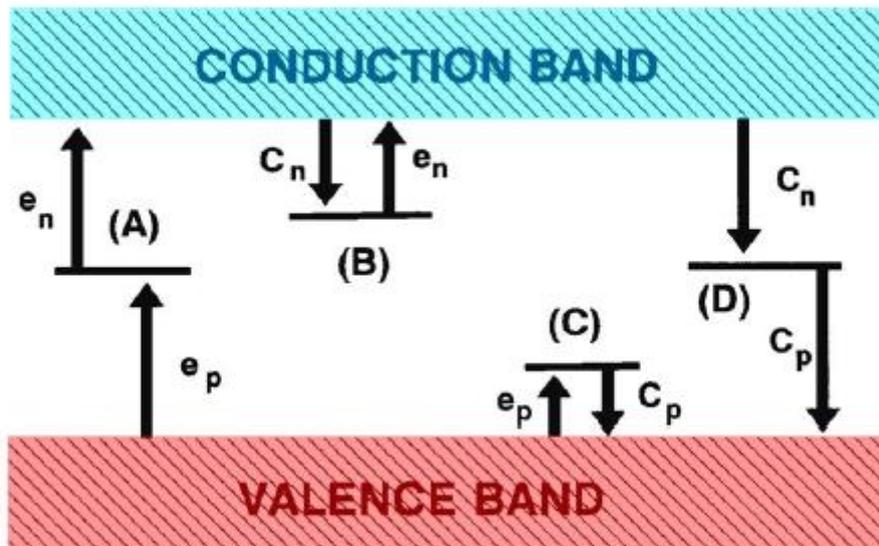


Figure I-1 : Diagramme schématisé de bandes montrant (A) le mécanisme de génération par un piège profond situé dans la bande interdite du matériau, (B) la capture d'électron dans un matériau de type n, (C) la capture d'un trou dans un matériau de type p et (D) la recombinaison de porteurs minoritaires dans un matériau massif. Les symboles e et C représentent respectivement les taux d'émission et de capture des pièges [72].

La Figure I-1-A représente le phénomène d'émission de porteurs, c'est-à-dire l'émission de trou depuis la bande de valence ou l'émission d'électron depuis le niveau de piège vers la bande de conduction. Ce phénomène se produit pour des pièges électriques profonds dont le niveau d'énergie se trouve vers le milieu de la bande interdite. La Figure I-1-B représente un niveau de piège donneur peu profond. Ce dernier peut capturer (ou émettre) des électrons depuis (ou vers) la bande de conduction. Pour les pièges accepteurs peu profonds, les interactions se font au niveau de la bande de valence par des échanges de trous, comme représenté sur la Figure I-1-C. Enfin, la Figure I-1-D représente le phénomène de recombinaison. Dans ce cas, un électron situé dans la bande de conduction et un trou situé dans la bande de valence vont se recombiner dans un niveau de piège profond.

Plusieurs techniques de caractérisation de pièges électriques sont couramment utilisées dans la littérature. Elles reposent sur des phénomènes d'ionisation des pièges qui peuvent être étudiés de différentes manières. On peut par exemple chercher la signature des pièges sur les propriétés électriques du composant. C'est le cas par exemple de la DLTS (pour *Deep Level Transient Spectroscopy* en anglais ou spectroscopie en régime transitoire des niveaux de piège profonds) [72] ou des mesures électriques en régime pulsé [8, 60, 79]. Ces deux techniques seront présentées dans les paragraphes suivants. Afin d'estimer l'énergie d'activation des pièges avec ces méthodes de caractérisation, il est nécessaire de réaliser des mesures à différentes températures de chuck en utilisant une source de chaleur externe. En effet, les taux d'émission de porteurs sont fortement dépendants de la température [73]. Enfin, la littérature rapporte l'utilisation de sources lumineuses pour caractériser des pièges

dont l'énergie d'activation est supérieure à l'électronvolt [80]. On parle alors de photoionisation.

Dans les paragraphes suivants, nous allons passer en revue quelques techniques de caractérisation de pièges électriques couramment rencontrées dans la littérature telles que la DLTS ainsi que ses dérivées, les mesures électriques en régime pulsé ou encore les mesures utilisant la photoionisation.

## B. Quelques techniques de caractérisation

### 1. La DLTS

La DLTS est une technique couramment utilisée pour caractériser des pièges électriques au niveau d'une jonction, généralement une structure p-n ou une diode Schottky [72]. Cette technique a également été utilisée pour étudier lesdits pièges présents dans les transistors de types MESFET et MOSFET, puis de type HEMT à base de GaN. Le principe de base est plutôt simple : cette technique consiste à étudier le comportement transitoire de la capacité de la jonction (ou de la couche barrière pour les transistors à base de GaN) du composant. L'application de tensions de polarisation positives et/ou négatives au composant permet un vidage et un remplissage répétitif des pièges [72].

Le protocole opératoire le plus couramment rencontré est le suivant : afin de caractériser les niveaux de pièges électriques, un pulse électrique est appliqué sur le composant en amont des acquisitions. Ce dernier a pour but de changer le niveau d'occupation des pièges en injectant des porteurs majoritaires (ou minoritaires suivant le pulse appliqué) [63]. A la fin de ce pulse, on étudie ensuite le comportement transitoire de la capacité comme représenté sur la partie gauche de la Figure I-2 [81]. On définit alors deux instants de mesure  $t_1$  et  $t_2$  comme présenté sur la figure ci-dessous. Le signal DLTS représente la variation de capacité mesurée entre ces deux instants, à savoir  $C(t_2) - C(t_1)$ . Le graphique résultant présente alors un (ou plusieurs) pic(s). Si on mesure une variation de capacité positive, ce piège sera associé aux porteurs minoritaires, tandis qu'une variation de capacité négative sera associée à la détection de pièges électriques de porteurs majoritaires. En réitérant ces mesures à diverses températures, on obtient la variation de la capacité en fonction de la température comme présenté sur la partie droite de la Figure I-2. Ce graphique présente un (ou plusieurs) pic(s). Le maximum de chaque pic traduit le taux d'émission du piège et la largeur permet de renseigner sur la densité de pièges présents [63]. On peut également déduire l'énergie d'activation de chaque piège ainsi que sa section efficace de capture à partir de lois d'Arrhenius. Un exemple est présenté sur la Figure I-3-a qui présente la variation de la capacité d'un transistor de type HEMT à base de GaN en fonction de la température pour différentes durées de pulses. On peut noter la présence de deux pics distincts, donc de deux pièges électriques  $E_1$  et  $E_2$ . L'ensemble des mesures réalisées aux

différentes températures permet de tracer les lois d'Arrhenius associées aux pièges mis en évidence. Ce graphique est présenté sur la Figure I-3-b. La pente de la droite obtenue est proportionnelle à l'énergie d'activation du piège et la lecture de l'ordonnée à l'origine permet de déterminer sa section efficace de capture. L'énergie d'activation et la section efficace de capture des pièges  $E_1$  et  $E_2$ , sont respectivement de 0,26 eV et  $1,93 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$  et de 0,51 eV et  $2,25 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  dans le cas présenté ici [82].

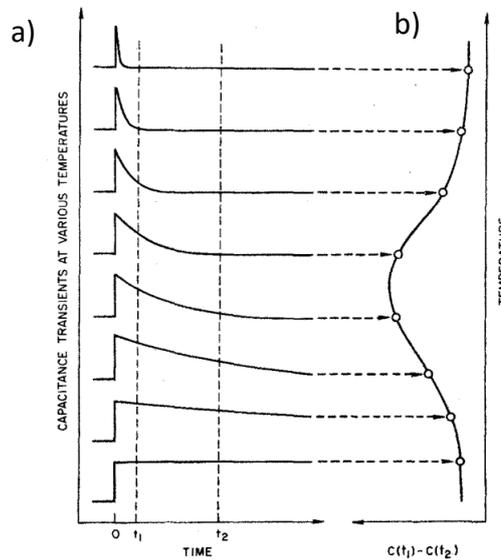


Figure I-2 : Représentation schématique du principe de la fenêtre spectrale. La figure (a) représente le régime transitoire de la capacité à l'issue d'un pulse électrique à différentes températures tandis que la figure (b) montre le signal DLTS correspondant pour les différents instants de mesure. Ce signal représente la différence de capacité mesurée entre les instants  $t_1$  et  $t_2$  [81].

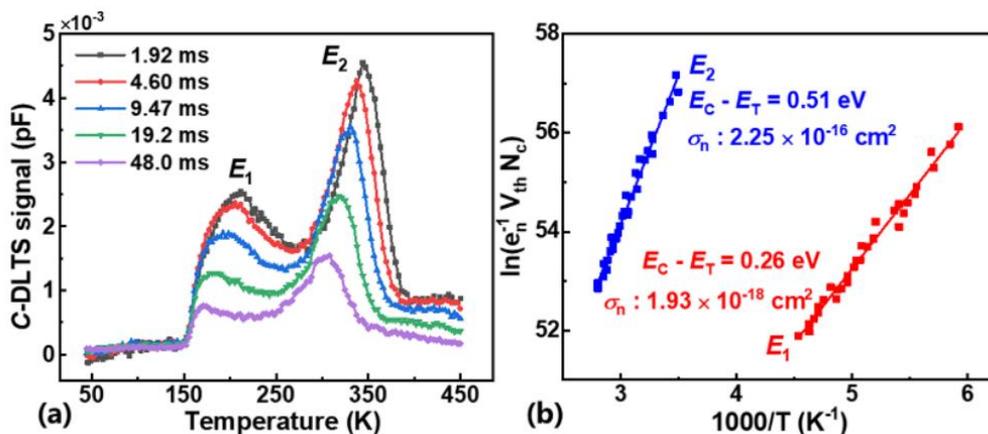


Figure I-3 : (a) Signal DLTS obtenu sur des transistors HEMTs AlGaIn/GaN sur SiC pour des durées  $t_2 - t_1$  comprises entre 1,92 et 48 ms. (b) Tracé des lois d'Arrhenius des deux niveaux de pièges dont les énergies d'activation sont de 0,26 et 0,51 eV [82].

La DLTS a ensuite été déclinée en plusieurs sous-techniques, toutes basées sur l'étude d'un phénomène transitoire en fonction de la température. Afin d'améliorer la précision des mesures, l'utilisation de traitements numériques des données basés sur l'utilisation de la transformée inverse de Laplace ont été rapportées [83]. On parle alors de LDLTS (pour *Laplace DLTS*). Cela permet de réduire la largeur du pic relatif au signal DLTS et donc d'affiner les valeurs extraites par la suite. Ce traitement des données permet également de dissocier des pics DLTS proches, non discernables indépendamment par la méthode classique [84]. Outre la mesure de la capacité, la littérature fait également référence à l'utilisation de sources lumineuses excitatrices. On parle alors de *Optical DLTS* (ODLTS) ou encore de *Deep Level Optical transient Spectroscopy* (DLOS) [72]. La source lumineuse monochromatique utilisée est caractérisée par son énergie  $E$  donnée par l'équation  $E = h\nu$ . Ici,  $h$  représente la constante de Planck et  $\nu$  est la fréquence de l'onde électromagnétique. Si les pièges présents dans l'hétérojonction à caractériser sont sensibles à la longueur d'onde utilisée comme source lumineuse, donc à l'énergie qui lui est associée, il est possible de les mettre en évidence. Enfin, pour étudier des transistors dont la taille de grille est faible, l'utilisation de la DLTS peut être compliquée car la capacité de la diode Schottky est extrêmement faible [85]. C'est pourquoi des équipes de recherche ont mis au point une technique de caractérisation de pièges électriques basée sur l'étude du comportement transitoire du courant de drain en fonction de la température. On parle alors de I-DLTS,  $I$  symbolisant le courant de drain [86]. L'énergie d'activation ainsi que la section efficace de capture des pièges électriques mises en évidence grâce à cette technique sont obtenues grâce à des lois d'Arrhenius [87]. L'ensemble de ces techniques sont couramment utilisées pour caractériser des pièges électriques présents dans les transistors à effet de champ à base de GaN. Les énergies d'activation des pièges identifiés par la DLTS ou une de ses dérivées sont généralement comprises entre quelques centaines de meV [88] jusqu'à un peu plus de 1 eV [89]. Pour la DLOS, les énergies d'activation rencontrées sont plus importantes puisqu'elles dépendent des sources lumineuses utilisées généralement comprises entre 1 et 3,5 eV pour les composants à base de GaN [72].

## 2. Les mesures électriques en régime pulsé

Les pièges présents dans les transistors de type HEMT à base de GaN induisent des phénomènes transitoires pouvant conduire à un effondrement temporaire du courant de drain  $I_{DS}$ . Des mesures électriques en régime pulsé sur le drain et/ou la grille du transistor permettent de mettre en évidence ces pièges et de déterminer leur emplacement au sein de l'hétérostructure. Pour ce faire, on utilise des échelons de tension courts afin d'observer les effets transitoires des pièges électriques sensibles au champ électrique en minimisant les phénomènes d'auto-échauffement du composant induits par la polarisation.

Lors de ces mesures, on définit deux points de polarisation distincts :

- la polarisation au point de repos (ou *quiescent bias* en anglais) exprimée par  $(V_{GSQ}; V_{DSQ})$ , qui représente la polarisation appliquée au composant en dehors du pulse électrique. Elle reste identique durant toute la mesure. L'application de tensions

électriques à l'état off permet de modifier le niveau de remplissage des pièges électriques et donc d'observer leurs effets sur les caractéristiques électriques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  du transistor.

- la seconde polarisation est la polarisation instantanée appliquée pendant le pulse électrique. Elle varie entre chaque point de mesure. En faisant varier  $V_{DS}$  et  $V_{GS}$ , on peut obtenir les caractéristiques électriques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  complètes du composant.

Un schéma présentant les pulses de drain et de grille  $V_{DS}$  et  $V_{GS}$  est donné sur la Figure I-4 [90]. Dans le cas présenté ci-dessous, la polarisation au point de repos est définie telle que ( $V_{GSQ} = -5 \text{ V}$  ;  $V_{DSQ} = 40 \text{ V}$ ).

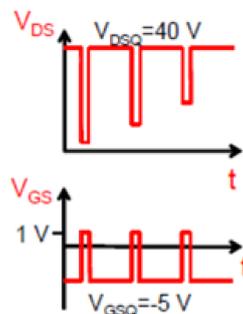


Figure I-4 : Représentation schématique des mesures de doubles pulses synchrones permettant de réaliser des mesures  $I_{DS}(V_{DS})$  à  $V_{GS}$  fixé en régime pulsé [90].

Au cours d'un pulse électrique, des phénomènes de capture et de libération de porteurs se produisent. Il est possible de les observer indépendamment l'un de l'autre suivant les conditions de polarisation choisies. Les deux effets les plus couramment étudiés grâce aux mesures électriques en régime pulsé sont le gate-lag et le drain-lag.

Le gate-lag permet de mettre en évidence l'effet de la tension appliquée sur la grille au point de repos  $V_{GSQ}$  sur le transitoire du courant de drain. Généralement, les valeurs de tension choisies sont supérieures en valeur absolue à la tension de pincement  $V_p$ . On fixe également la tension au point de repos appliquée sur le drain  $V_{DSQ}$  à 0 V. Plusieurs mécanismes peuvent expliquer l'apparition du gate-lag. L'explication la plus couramment rencontrée dans la littérature implique que des électrons sont injectés via le contact de grille vers les pièges présents en surface du semiconducteur dans la zone d'accès grille-drain [91]. Cela modifie alors les charges électriques de ces pièges comme représenté sur la Figure I-5. Or, ces pièges en surface sont proches du canal d'électron. Par conséquent, la modification des charges électriques de ces pièges déplete partiellement le canal bidimensionnel d'électrons ce qui induit une diminution de sa densité de porteurs, et donc une diminution du courant de drain  $I_{DS}$ . Ce phénomène est appelé « grille virtuelle » puisqu'il peut être représenté par une deuxième grille  $V_{VG}$  sur la représentation schématique du transistor comme représenté sur la figure ci-dessous, à droite [90]. Cette seconde grille est induite par la modification des charges électriques des états de surface. Elle n'est donc pas commandée

directement par la tension  $V_{GS}$  mais plutôt par les constantes de dépiégeage des pièges présents en surface du composant et la quantité de charges piégées en surface.

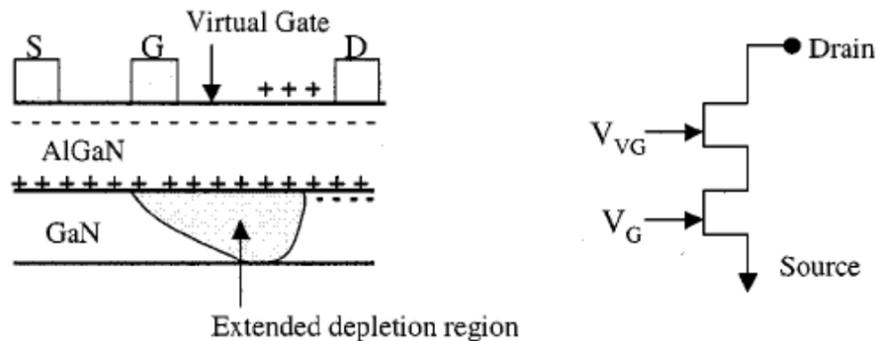


Figure 1-5 : Illustration de l'effet de grille virtuelle sur un transistor AlGaIn/GaN : déplétion du canal d'électrons due à la modification d'états de surface entre la grille et le drain. On peut simuler la grille virtuelle sur un schéma électrique par une grille supplémentaire [90].

Le phénomène d'effondrement du courant de drain dû au gate-lag peut également être expliqué par la présence de pièges électriques présents sous la métallisation de grille ou dans la couche de GaN. Ghosh *et al.* [60] rapportent que le gate-lag pourrait aussi être dû à la présence de dislocations dans les couches barrière et de GaN. Ces dernières peuvent également induire une variation de la tension de pincement  $V_p$  (également appelée *pinch-off voltage* en anglais) du composant [8].

Afin d'observer les phénomènes de gate-lag, il est d'usage d'utiliser une tension au point de repos  $V_{GSQ}$  supérieure (en valeur absolue) à la tension de pincement  $V_p$  en maintenant  $V_{DSQ} = 0$  V. Ainsi, on applique des pulses électriques positifs sur la grille et sur le drain du composant. Dans cette configuration, les pièges ayant capturés des porteurs sous l'effet de la tension  $V_{GSQ}$  vont les réémettre. Dans le même temps, les pièges sensibles à la polarisation de drain  $V_{DS}$  vont quant à eux capturer des porteurs de charge. Cependant, le phénomène de capture est très rapide tandis que le phénomène d'émission est lent [63]. L'utilisation d'impulsions électriques courtes permet alors de n'observer que l'effet de capture, d'où la chute de courant de drain observée. En réalisant des mesures avec des durées de pulses plus importantes, il devient alors possible d'observer le phénomène d'émission. Au final, en tenant compte des constantes de temps de piégeage et de dépiégeage des pièges, les phénomènes de capture et d'émission peuvent être découplés.

D'après la littérature, ce phénomène de « grille virtuelle » peut être atténué voire supprimé en déposant une couche de passivation à la surface du semi-conducteur, permettant alors de figer les états de surface et d'éviter l'injection de porteurs depuis la grille [91]. Cette explication a été attestée par Danesin *et al.* [92]. Ils ont caractérisé électriquement des composants passivés et n'ont pas noté d'effondrement du courant de drain en appliquant des tensions  $V_{GSQ}$  négatives. Ils ont ensuite montré que l'exposition des composants à des températures élevées, de l'ordre de 300 °C pendant plusieurs centaines d'heures induit une

dégradation de la couche de passivation. Le phénomène d'effondrement du courant en régime pulsé apparaît de nouveau après ce traitement thermique. Ils ont associé ce phénomène à un effet de pièges électriques présents à la surface du composant, suite à la dégradation de la couche de passivation.

Intéressons-nous maintenant au drain-lag. Lorsqu'on réalise des mesures afin de mettre en évidence ce phénomène, la tension de drain au point de repos  $V_{DSQ}$  est non nulle. Afin d'éviter un auto-échauffement du composant, on maintient généralement  $V_{GSQ}$  supérieur à la tension de pincement en valeur absolue. Si  $V_{DS} < V_{DSQ}$ , les pulses électriques  $V_{DS}$  appliqués sont alors négatifs, comme illustré sur la Figure I-4. Dans ce cas, les pièges émettent les porteurs piégés. Cependant, les phénomènes d'émission sont lents. Ainsi, si la durée de l'impulsion électrique est inférieure à la durée d'émission des pièges, alors les porteurs ne sont pas libérés. Le phénomène de drain-lag apparaît. Il se caractérise lui aussi par un effondrement du courant de drain  $I_{DS}$ , principalement au niveau de la tension de coude faisant la jonction entre la zone ohmique et la zone de saturation de la caractéristique  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  du composant [14]. Il est également possible d'observer une diminution drastique du courant de saturation  $I_{DSS}$ .

Dans le cas contraire, si on applique un pulse de tension  $V_{DS}$  positif ( $V_{DS} > V_{DSQ}$ ), on peut observer une forte augmentation de courant de drain, immédiatement suivie par une brusque diminution. Cette diminution est associée à la capture d'électrons par des pièges électriques sous l'effet du champ électrique. Ce phénomène de capture est rapide. Ensuite, le courant de drain se stabilise. A la fin de l'impulsion électrique, le courant de drain ré-augmente progressivement puisque les pièges réémettent les porteurs de charge capturés [63]. En utilisant des pulses électriques dont la durée est inférieure aux constantes de temps de dépiégeage, on peut observer une chute drastique du courant de drain. Réaliser des mesures avec plusieurs durées de pulses électriques permet alors de caractériser la constante de temps de dépiégeage.

### 3. Etude de la variation temporelle du courant de drain

L'étude du régime transitoire du courant de drain  $I_{DS}$  a été utilisée afin de caractériser les pièges électriques présents dans les transistors [93-96]. Le principe de cette technique est simple : on applique un pulse électrique intense sur la grille et/ou le drain, permettant d'activer les pièges électriques présents dans la structure, puis on mesure la valeur du courant de drain entre quelques millisecondes et plusieurs dizaines voire centaines de secondes après la fin du pulse électrique. La Figure I-6-a présente un exemple de mesures réalisées avec cette technique.

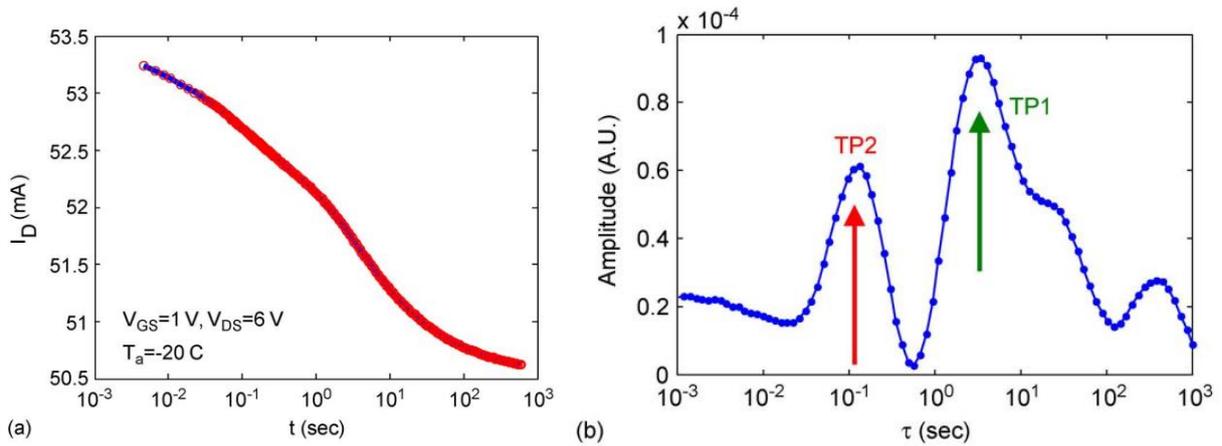


Figure I-6 : (a) Evolution temporelle du courant de drain  $I_{DS}$  quand la polarisation instantanée du transistor est  $V_{GS} = 1$  V et  $V_{DS} = 6$  V et (b) spectre des constantes de temps associées à un transistor HEMT à base de GaN au point de fonctionnement ( $V_{GS} = 1$  V,  $V_{DS} = 6$  V) à température ambiante. Deux pièges principaux TP1 et TP2 peuvent être observés [93].

Dans un second temps, on modélise ce phénomène transitoire avec une somme d'exponentielles pures de constante de temps  $\tau_i$ . Pour ce faire, on utilise l'équation I-1 [93] :

$$I_{fitted} = \sum_{i=1}^n a_i \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) + I_{\infty} \quad \text{Equation I-1}$$

Où  $a_i$  représente l'amplitude de chaque exponentielle considérée,  $\tau_i$  représente sa constante de temps et  $I_{\infty}$  symbolise le courant mesuré à la fin de l'acquisition. Afin de déterminer les constantes de temps des pièges électriques visualisés sur la courbe temporelle, on fixe un nombre fini  $n$  de fonctions exponentielles réparties sur toute la plage de temps considéré. On ajuste ensuite les  $n$  constantes  $a_i$  afin de faire coïncider le modèle mathématique avec les valeurs expérimentales. Cela permet alors de tracer l'amplitude  $a_i$  en fonction des constantes de temps  $\tau_i$ , comme représenté sur la Figure I-6-b [93]. Ces tracés permettent de déterminer expérimentalement les constantes de temps associées aux différents niveaux de pièges électriques et de déconvoluer leurs effets. En répétant les mesures à plusieurs températures, il devient possible de tracer des lois d'Arrhenius afin de déterminer l'énergie d'activation ainsi que la section efficace de capture des pièges mis en évidence [93].

Bien que cette technique ait été couramment utilisée dans la littérature, il faut néanmoins soigneusement choisir les conditions expérimentales afin qu'elles soient adaptées aux pièges à caractériser. En effet, les polarisations permettant d'ioniser les pièges électriques appliquées en amont de chaque acquisition doivent être judicieusement choisies afin de modifier leur niveau de remplissage. En effet, certains pièges peuvent être masqués par des effets de champs électriques dus aux polarisations appliquées en amont de l'acquisition [94]. De plus, lorsque le composant est polarisé à canal ouvert ou semi-ouvert, un phénomène d'auto-échauffement se produit. Or, une augmentation de température peut induire une

diminution de la mobilité des porteurs, ce qui modifie le courant de drain. Afin de s'affranchir de ce phénomène, des articles scientifiques proposent de choisir un point de fonctionnement situé dans la zone ohmique de la caractéristique électrique plutôt que le régime de saturation afin de minimiser la puissance dissipée et donc les effets thermiques [93].

Afin de connaître le pourcentage d'influence de chaque piège, Zheng *et al.* [95] et Pan *et al.* [96] proposent de tracer  $dt/dI_{ds-dec}$ , soit la dérivée du temps par rapport à la tension  $V_{DS}$ . Un exemple de courbe obtenue permettant de quantifier l'influence de chaque piège sur le transitoire du courant de drain est présenté sur la Figure I-7. Sur ce graphique, trois niveaux de pièges électriques ont été mis en évidence, appelés Tp2, Tp3 et Tp4. Chaque piège électrique est associé à un pourcentage de diminution du courant de drain. Par exemple, le piège Tp4 est responsable d'une chute de 7,12% du courant de drain, d'après les auteurs, dans les conditions de polarisation utilisées, à savoir  $V_{DS} = 1$  V et  $V_{GS} = -2$  V. Via ce tracé, il est possible de visualiser les effets des pièges pour plusieurs polarisations et donc de déterminer leur localisation au sein de la structure du composant.

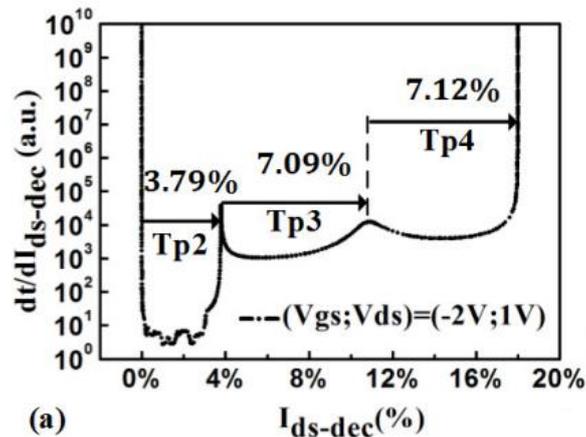


Figure I-7 : Spectre d'amplitude différentielle de pièges identifiés grâce au régime transitoire du courant de drain pour  $V_{DS} = 1$  V et  $V_{GS} = -2$  V [95].

#### 4. Spectroscopie par photoionisation

La dernière méthode que nous allons présenter dans ce mémoire est basée sur la photoionisation de niveaux de pièges profonds présents dans l'hétérostructure de transistors à base de GaN. Ces études sont basées sur l'utilisation de sources lumineuses de différentes longueurs d'ondes. Elles ont dans un premier temps été menées sur des transistors de type MOSFET puis sur des transistors de type HEMT [80]. En appliquant des champs électriques intenses entre la source et le drain du composant, les porteurs de charge acquièrent une énergie cinétique suffisamment importante pour s'échapper du canal. Ils sont alors susceptibles d'être capturés par des pièges électriques présents dans la couche barrière, la couche de GaN, à l'interface entre ces deux couches voire aux trois endroits en même temps.

S'ils sont capturés par des niveaux profonds, dont les constantes de temps de dépiégeage sont longues, ces porteurs vont mettre du temps à être libérés et ils ne pourront donc plus participer à la conduction du courant jusqu'à leur libération du piège. Klein *et al.* [97] proposent d'utiliser la photoionisation afin de caractériser les niveaux de pièges profonds responsables de la capture des porteurs. En réitérant la mesure sur une gamme de longueur d'onde importante, ils ont pu déterminer l'énergie d'activation des différents pièges profonds présents dans les composants caractérisés. Afin de s'affranchir d'éventuelles variations de la puissance de la source lumineuse et donc d'une potentielle erreur compte-tenu de la large gamme de longueurs d'onde étudiées, ils proposent d'utiliser le paramètre  $S(h\nu)$  qui est défini par l'équation I-2 [80] :

$$S(h\nu) \equiv \frac{1}{\Phi_{h\nu}t} \frac{\Delta I(h\nu)}{I_{dark}} \quad \text{Equation I-2}$$

où  $\Phi_{h\nu}$  représente la densité de flux de photons incidents sur le composant,  $t$  représente la durée d'exposition à l'onde électromagnétique,  $\Delta I(h\nu)$  représente la différence entre le courant de drain mesuré lorsque le composant est illuminé et le courant de drain mesuré à l'obscurité  $I_{dark}$ . Ce paramètre est estimé pour chaque longueur d'onde étudiée permettant alors de tracer  $S(h\nu)$  en fonction de l'énergie des photons, comme présenté sur la Figure I-8 issue de la référence [80].

Le spectre  $S(h\nu)$  présente l'augmentation de courant de drain en minimisant les différences dues à la puissance des sources lumineuses. On observe alors les pièges électriques, au nombre de deux sur la Figure I-8, appelés TRAP1 et TRAP2. L'augmentation du paramètre  $S(h\nu)$  aux alentours de 3,4 eV est associée à la création de photo-porteurs puisque l'énergie associée à la longueur d'onde de l'onde électromagnétique est supérieure à la largeur de bande interdite du GaN ( $E_{GaN}$ ). Il en est de même pour la largeur de bande interdite de l'AlGaN ( $E_{AlGaN}$ ) comme représenté par les flèches sur la figure ci-dessous. Les auteurs ont étudié deux structures à base de GaN, à savoir un MESFET et un HEMT. Suite à cette étude, ils ont pu déterminer que les pièges présents dans ces deux types de transistors ont des énergies similaires. D'après les auteurs, le piège TRAP1 semble associé à des défauts étendus tels que des dislocations tandis que le piège TRAP2 serait dû à la présence d'atome de carbone dans la structure.

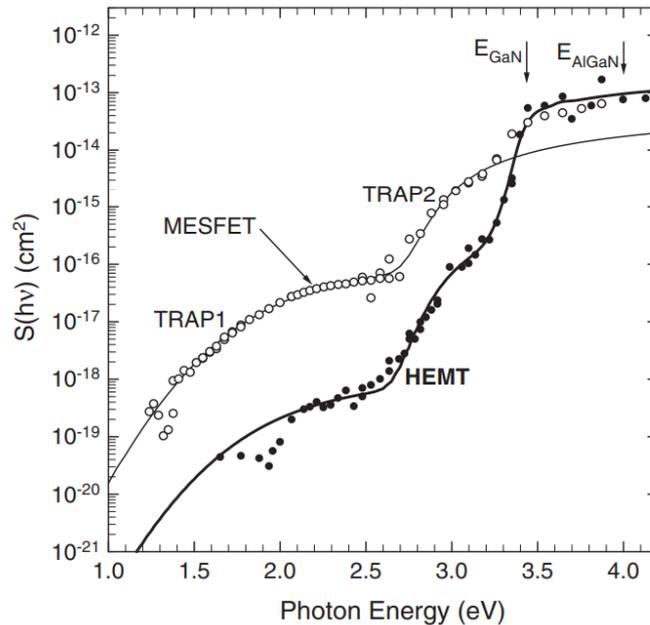


Figure I-8 : Spectre de photoionisation d'une structure HEMT AlGaN/GaN (cercles remplis) et d'un MESFET GaN (cercles vides). La structure HEMT présente les deux mêmes pièges, Trap1 et Trap2 que ceux observés pour le MESFET [80].

Si l'augmentation du courant est mesurée dans la zone ohmique de la caractéristique  $I_{\text{DS}}(V_{\text{DS}})$  du composant et si la densité de flux de photons est faible, le paramètre  $S(h\nu)$  est également proportionnel à la section de capture efficace du piège. Cette technique offre alors un moyen simple de déterminer les différents niveaux de pièges profonds présents dans le composant. Ces derniers sont généralement responsables de l'effondrement du courant de drain quand le composant est soumis à des champs électriques importants.

Comme nous venons de le voir, les structures HEMTs à base de GaN peuvent être sujettes à des effets de pièges électriques et par conséquent, à une dégradation de leur performance. Après avoir décrit plusieurs techniques permettant de mettre en évidence ou pas l'existence de pièges électriques, nous avons pu observer que certaines d'entre-elles sont basées sur la modification du remplissage des pièges et/ou des défauts par des porteurs de charges sous l'action de sources lumineuses. Cela peut donc engendrer des soucis lors de la caractérisation thermique des composants parce que l'estimation de leur auto-échauffement ( $\Delta T$ ) lorsqu'ils fonctionnent en mode opérationnel peut être réalisée via des techniques utilisant des sources lumineuses telles que des lasers par exemple.

Il est donc utile de s'assurer de l'absence d'effet de pièges dans les composants avant de les caractériser thermiquement en utilisant les techniques de mesures énumérées dans la partie suivante.

### III. Les techniques de mesure de température de composants électroniques

#### A. Généralités sur les transferts thermiques

Les transferts thermiques étudient les modes de transfert de chaleur entre deux corps distincts. Il existe trois modes de transferts thermiques : la conduction, qui se produit au sein d'un corps solide, la convection qui permet les échanges de chaleur grâce au mouvement d'un fluide et le rayonnement qui est porté par les ondes électromagnétiques [98]. Lors de l'étude d'un problème réel, ces trois modes de transfert de chaleur sont couplés. Néanmoins, dans certaines applications, il est possible de négliger certains d'entre eux car leur influence est minimale vis-à-vis des autres modes de transfert thermique. Dans le cadre de notre étude sur les transferts de chaleur dans les composants électroniques, nous allons nous intéresser uniquement aux phénomènes de conduction thermique puisqu'ils représentent plus de 99% des échanges de chaleur au niveau du composant [56, 59].

##### 1. Quelques équations régissant les transferts thermiques par conduction

Les transferts thermiques par conduction sont donnés par la loi de Fourier qui s'exprime en régime stationnaire par l'équation I-3 [75] :

$$\Phi = -\lambda \nabla T \quad \text{Equation I-3}$$

Ici  $\phi$  représente la densité de flux de chaleur,  $\lambda$  est la conductivité thermique du matériau considéré et  $\nabla T$  représente le gradient de température.

Toutefois, si l'on souhaite étudier le régime transitoire des échanges de chaleur dans le composant, il devient nécessaire de faire un bilan de puissance sur les flux entrants et sortants de chaque volume élémentaire du solide, de la puissance dissipée dans le volume considéré et de la puissance absorbée par cet élément. La forme la plus générale de cette expression est donnée par l'équation I-4 [99] :

$$\nabla(\lambda \nabla T) + p_v = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Equation I-4}$$

où  $p_v$  représente la densité volumique de puissance dissipée sous forme de chaleur,  $\rho$  est la masse volumique du matériau et  $C_p$  est la capacité thermique massique du matériau.

Ces différentes équations représentent le cas général des transferts thermiques. Afin de simplifier certains calculs en régime établi pour des transferts thermiques unidirectionnels, il est possible d'utiliser un modèle électrique équivalent, comme présenté dans le paragraphe suivant.

## 2. Le modèle électrique équivalent

Une grandeur caractéristique d'un composant électronique est sa résistance thermique  $R_{th}$ . Elle permet de caractériser l'aptitude du composant à dissiper la chaleur. Elle est issue d'une analogie entre la loi de Fourier en thermique et la loi d'Ohm en électronique. On crée alors un modèle électrique équivalent au modèle thermique, comme présenté sur la Figure I-9, issue de la référence [56]. Dans le cas d'un circuit électrique, une résistance  $R_{AB}$  est traversée par un courant, ce qui induit une chute de potentiel à ses bornes. Pour les modèles thermiques, une résistance thermique  $R_{th}$  transmet une puissance, ce qui induit une différence de température  $\Delta T$  à ses bornes, avec  $T_A > T_B$ .

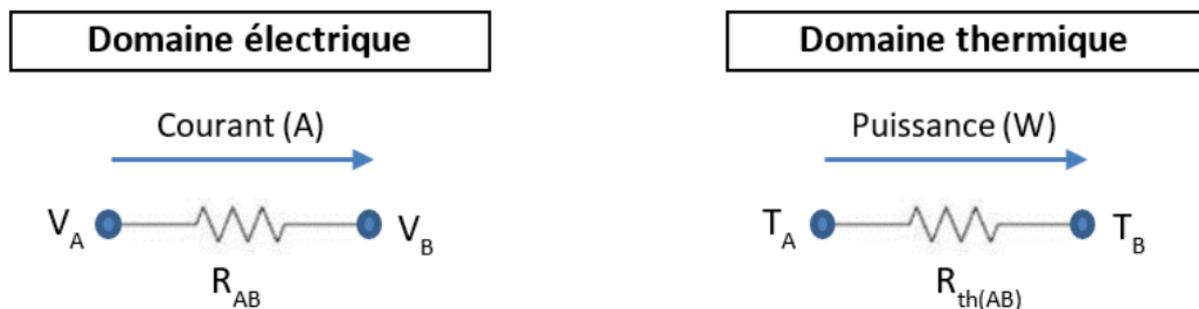


Figure I-9 : Analogie schématique des domaines électriques et thermiques [56].

On crée donc une analogie entre les équations  $\Delta V = R \times I$ , où  $R$  et  $I$  représentent respectivement la résistance électrique et le courant, et  $\Delta T = R_{th} \times P_{diss}$ , où  $P_{diss}$  représente la puissance dissipée et  $R_{th}$  la résistance thermique du composant. Cette technique s'avère intéressante puisque les lois d'association de résistances en électronique sont également valables pour le modèle thermique.

Maintenant que nous avons défini la notion de résistance thermique, nous allons nous intéresser aux différentes techniques de mesures de la température utilisées sur des transistors de type HEMT à base de GaN. Elles sont regroupées en trois grandes familles : les méthodes par contact, les méthodes électriques et les méthodes optiques. Chacune de ces familles de méthodes fera l'objet d'un paragraphe spécifique.

## B. Les méthodes par contact

Les techniques de mesure de température par contact physique utilisent un capteur thermosensible déposé à la surface du composant afin d'extraire la température au niveau de la zone de contact. Dans cette partie, nous allons présenter trois techniques différentes : les cristaux liquides, la spectroscopie en champ proche et l'ajout de micro-résistances électriques à la surface du composant. Nous comparerons les avantages et les inconvénients de ces différentes méthodes et étudierons les potentialités offertes par chacune de ces techniques.

### 1. Les cristaux liquides

#### a) Présentation des cristaux liquides

Les cristaux liquides sont des molécules organiques, comme des polymères par exemple, dont l'arrangement spatial leur confère des propriétés dignes d'un solide (propriétés optiques par exemple) et d'autres semblables à celles d'un liquide [100]. C'est pourquoi on utilise l'oxymore « cristaux liquides ». Compte-tenu de ces propriétés spécifiques, on parlera dans la suite de ce paragraphe de mésophase ou de mésomorphe pour définir l'arrangement des molécules dans l'espace. Ces molécules se composent en effet de deux parties distinctes tant par leurs propriétés structurelles, puisque l'une est rigide tandis que l'autre est souple, que par leurs propriétés physico-chimiques, puisque l'une est hydrophile alors que l'autre est hydrophobe [56].

Les cristaux liquides sont regroupés en trois grandes familles :

- La mésophase nématique
- La mésophase smectique
- La mésophase colonnaire

Ces trois mésophases se caractérisent par différents arrangements de molécules qui sont représentées sur la Figure I-10.

Par exemple, les cristaux liquides appartenant à la mésophase nématique possèdent un ordre d'orientation à longue portée suivant une direction de l'espace, c'est-à-dire que les molécules sont toutes sensiblement orientées dans le même sens suivant une direction. Elles sont donc organisées comme un cristal. On peut voir sur la Figure I-10-a que les « bâtonnets » sont tous orientés suivant la direction  $\vec{n}$ . Elles ne possèdent toutefois pas d'ordre de position car leur disposition dans le plan normal au vecteur  $\vec{n}$  n'est pas ordonnée. L'organisation des molécules s'apparente plus à celle d'un liquide dans ces directions [100].

La mésophase smectique possède elle aussi un ordre d'orientation suivant le vecteur  $\vec{n}$ , mais elle possède également un ordre de position. Ainsi, les molécules sont ordonnées spatialement dans le plan normal au vecteur  $\vec{n}$ , comme représenté sur la Figure I-10-b.

Enfin, la mésophase colonnaire présente un ordre de position suivant deux directions et une structure s'apparentant à un liquide suivant la direction du vecteur normal  $\vec{n}$  [100].

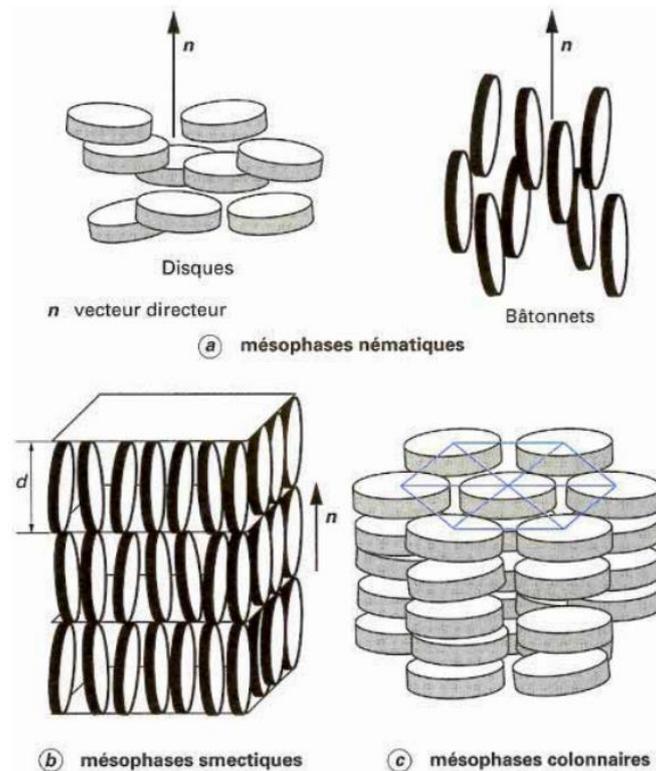


Figure I-10 : Représentation schématique des mésophases (a) nématiques, (b) smectiques et (c) colonnaires des cristaux liquides [100].

Tous ces cristaux liquides possèdent des propriétés soit thermotropes, c'est-à-dire qui varient avec la température, soit lyotropes, c'est-à-dire qui varient suivant la dilution dans un solvant spécifique ou encore barotropes, qui sont influencées par la pression [101]. Dans le cadre de notre étude, nous allons nous intéresser uniquement aux molécules thermotropes, puisqu'elles sont utilisées pour réaliser des mesures de température sur des cartes électroniques [56].

## b) Mesures de température

### i. Propriétés des cristaux liquides thermotropes

Les cristaux liquides thermotropes présentent des propriétés optiques qui varient en fonction de la température. Elles sont dues à l'arrangement cristallin des molécules les unes par rapport aux autres. En effet, dans leur mésophase nématique, les molécules se présentent

sous formes de bâtonnets organisés en couches successives, comme montré sur la Figure I-11 [101]. Les différentes couches, d'environ 0,3 nm d'épaisseur chacune, sont composées de cristaux tous orientés dans la même direction. A basse température, le matériau se présente sous forme cristalline comme représenté sur la Figure I-11-a. Dans ces conditions, le matériau est transparent aux longueurs d'onde appartenant au domaine du visible [102]. En augmentant la température au-delà de la température de transition vitreuse  $T_g$ , les cristaux liquides vont passer dans une phase de transition entre la phase solide et la phase liquide que l'on appelle phase nématique chirale. Un angle  $\theta$  va apparaître entre chaque couche de molécules, ce qui va créer une structure hélicoïdale comme représenté sur la Figure I-11-b. Cette nouvelle organisation va alors diffracter la lumière incidente de manière sélective en fonction de  $\theta$ , donc en fonction de la température de la couche de cristaux liquides. Au-delà d'une température seuil, l'arrangement spatial des molécules va disparaître. Le matériau va se présenter sous sa phase liquide comme représenté sur la Figure I-11-c. Dans ces conditions le matériau va devenir isotrope et donc de nouveau transparent aux longueurs d'onde appartenant au domaine du visible. Ces divers changements d'état sont réversibles puisque l'arrangement des molécules revient à son état initial en diminuant la température.

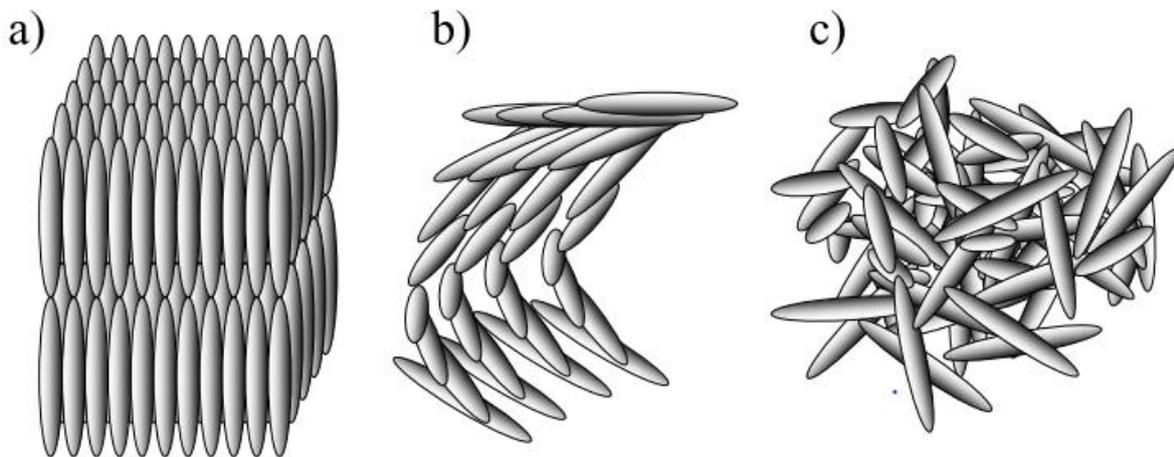


Figure I-11 : Représentation schématique de cristaux liquides dans leurs phases (a) cristalline, (b) nématique chirale et (c) liquide [101].

Durant la phase de transition, les molécules d'une même couche sont toutes orientées dans la même direction, mais un angle  $\theta$  apparaît entre le vecteur directeur des différentes couches. Cet angle va induire la création d'une hélice ayant un pas  $P_0$  et conférer au matériau des propriétés optiques [56]. En effet, quand la longueur  $P_0$  est semblable aux longueurs d'onde appartenant au domaine visible, soit quelques centaines de nanomètres, une gamme restreinte de longueurs d'ondes va être réfléchiée par la couche de cristaux liquides. Cette longueur d'onde est donnée par l'équation I-5 appelée loi de Bragg [56] :

$$\lambda_0 = P_0 \cdot n \cdot \sin\varphi_0$$

Equation I-5

Ici,  $\lambda_0$  est la longueur d'onde du faisceau diffracté,  $n$  est l'indice de réfraction du matériau,  $P_0$  est la longueur du pas de l'hélice et  $\varphi_0$  est l'angle d'incidence du faisceau par rapport à la normale de la surface. Comme  $P_0$  varie en fonction de la température du matériau, il est possible de déterminer la température de la surface où sont déposés les cristaux liquides en mesurant la longueur d'onde réfléchie, à condition de connaître les propriétés des molécules utilisées.

Afin de protéger les cristaux liquides des agressions chimiques ou mécaniques venant du milieu extérieur, il est possible de les encapsuler dans des petites capsules de gélatine [102]. Cela leur confère certes une protection mais réduit la résolution spatiale et en température de la mesure [103]. Les cristaux liquides encapsulés se présentent sous forme de petites sphères, pouvant être de 20  $\mu\text{m}$  de diamètre [102]. Cette configuration permet également de mesurer la température dans des liquides en laissant les cristaux encapsulés en suspension dans la solution [101].

## ii. *Protocole opératoire*

Avant de déposer des cristaux liquides, il faut estimer la gamme de température à mesurer à la surface de l'échantillon. En effet, ils permettent de déterminer la température uniquement lors de la phase de transition entre l'état solide et l'état liquide. Or cette phase est dépendante de la nature des molécules constituant les cristaux liquides ainsi que de leur température de transition  $T_g$ . La littérature rapporte que, parmi tous les cristaux liquides disponibles, on peut mesurer des températures comprises entre -30 et 115 °C [102]. Il faut également connaître l'étendue de la gamme de température de la phase de transition entre l'état solide et l'état liquide. Elle est généralement comprise entre 0,5 et 20 °C. Au travers de ces valeurs, on peut voir que cette technique n'est pas adaptée à notre problématique puisque les températures rencontrées à la surface des transistors de type HEMT à base de GaN sont souvent bien supérieures aux températures maximales mesurables via les cristaux liquides. De plus, afin de mesurer la longueur d'onde réfléchie par la couche, il s'avère souvent nécessaire de déposer au préalable une peinture noire à la surface de la zone sondée afin d'augmenter le contraste et donc de gagner en précision [56, 104]. Cela rend l'essai destructif et la présence de la peinture sur la surface peut modifier le comportement thermique du composant.

Les cristaux liquides présentent également d'autres désavantages. Par exemple, les conditions de dépôt peuvent avoir une influence significative sur la précision de la mesure car elle est influencée par l'épaisseur de la couche déposée ainsi que par son uniformité sur la surface. De plus, les molécules sont sensibles aux ultra-violets [56]. C'est pourquoi il est primordial d'utiliser une source lumineuse dépourvue d'UV, mais également d'infra-rouges qui risquent d'échauffer la surface et donc de fausser la mesure [101]. Enfin, le temps de

réponse est lent, de l'ordre de plusieurs millisecondes, ce qui est beaucoup trop important pour estimer l'évolution de la température de composants travaillant en hautes fréquences.

Au final, bien qu'ils ne soient pas adaptés à la problématique de cette thèse, les cristaux liquides permettent de mesurer précisément la distribution de température sur une surface. Cela peut s'avérer utile pour déterminer la position de points chauds sur une carte électronique par exemple. De plus, la mesure peut être automatisée grâce à un programme de traitement d'images [103]. La résolution spatiale obtenue dans ce cas-là correspond à la résolution spatiale de la caméra utilisée.

## 2. La spectroscopie en champ proche

Parmi les techniques de mesure de température par contact les plus plébiscitées ces dernières années, on trouve la microscopie thermique à balayage en champ proche, ou SThM pour *Scanning Thermal Microscopy* en anglais. Il s'agit d'une technique basée sur l'utilisation d'un microscope à force atomique, également abrégé par le sigle AFM pour *Atomic Force Microscope* en anglais, dont la pointe de la sonde a été modifiée afin d'être thermosensible [105, 106]. Cette méthode a été développée pour la première fois dans les années 1990 et permet aujourd'hui de mesurer la température de composants électroniques micro- voire nanométriques grâce à sa résolution spatiale pouvant atteindre 10 à 50 nm [107]. Cette résolution est déterminée par des paramètres physiques intrinsèques à la pointe tels que son rayon ou les matériaux utilisés [105]. Les pointes AFM sont munies soit d'un thermocouple, soit d'une sonde thermorésistive à base de palladium, de platine ou d'un alliage de platine et de rhodium (Pd90/Rh10). Ces matériaux ont été choisis pour leur important coefficient de résistivité en fonction de la température, ce qui permet de maximiser la résolution en température. La Figure I-12 issue de la référence [108] présente une image obtenue par microscopie électronique à balayage d'une pointe AFM thermorésistive. Elle est composée d'un film en palladium déposé sur une pointe en oxyde de silicium. Les valeurs de sa résistance de référence et de son coefficient de température ont été estimées en amont des mesures de température. Les auteurs rapportent qu'elles sont respectivement  $R_0 = 368 \Omega$  et  $\alpha = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ . Le capteur est inclus dans un pont de Wheatstone afin d'extraire la température de la surface sondée. L'instrumentation continue encore d'être améliorée afin d'augmenter la sensibilité de la mesure.

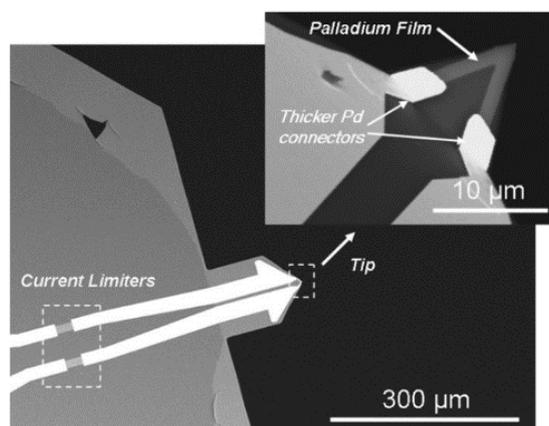


Figure I-12 : Image obtenue par spectroscopie électronique en champ proche d'une sonde Pd/SiO<sub>2</sub> [108].

La microscopie thermique en champ proche se décline en deux modes de fonctionnement distincts : un mode actif et un mode passif [105]. Dans le premier cas, la pointe va être chauffée, soit par un laser, soit en imposant un courant dans la sonde, ce qui va alors créer un échauffement par effet Joule. La chaleur va être transférée de la sonde vers la surface sondée et les propriétés thermiques du matériau pourront alors être déterminées. Pour le mode passif, c'est la température de la surface qui va faire varier la température de la sonde, modifiant ainsi sa résistivité. La température de la surface pourra alors en être déduite grâce au coefficient  $\alpha$  déterminé précédemment. La littérature rapporte que, pour les mesures réalisées sur des transistors de type HEMT à base de GaN, la pointe de la sonde peut être disposée sur un cantilever qui va alors osciller au-dessus de l'échantillon à sonder. Le contact entre la pointe et la surface est alors ponctuel. La fréquence de l'oscillation du cantilever est généralement comprise entre 1 et 10 kHz [107]. Cette utilisation diffère du mode résonnant car la fréquence de contact utilisée est bien inférieure à la fréquence de résonnance du cantilever en silicium. Ce mode de fonctionnement permet de contrôler précisément la force de contact entre la pointe et la surface et de s'affranchir des forces latérales pouvant conduire à des imprécisions de mesure.

L'avantage principal de cette technique réside dans le fait qu'elle permette de remonter à la température de la surface, ainsi qu'à sa topographie. Néanmoins, une rugosité importante de ladite surface peut conduire à des imprécisions de mesure car l'aire de contact entre la sonde et la zone sondée peut varier, modifiant alors le couplage thermique entre les deux [107]. Ce phénomène crée alors des artefacts de mesure qui n'ont pas de cohérence d'un point de vue physique. De plus, le contact entre la sonde et la surface peut engendrer une dégradation de la pointe et donc augmenter progressivement l'aire de contact, diminuant alors la résolution spatiale de la mesure de température.

Comme la distance entre la pointe et la surface est très faible, l'humidité de l'air ambiant peut provoquer la formation d'un ménisque d'eau autour de la pointe. Il y a alors des phénomènes de conduction thermique parasites conduisant à des imprécisions de mesure. La

résolution spatiale en est alors fortement dégradée et les phénomènes de diffusion thermique s'en trouvent modifiés [107]. Ce phénomène peut être supprimé en travaillant sous atmosphère inerte et sèche d'argon ou d'azote, ou encore sous vide.

Enfin, la littérature rapporte que l'utilisation de la thermographie en champ proche permet de réaliser des mesures de température en régime transitoire [105]. Néanmoins, compte-tenu du design des pointes, les constantes de temps thermiques des sondes SThM sont importantes, de l'ordre de 1,6 ms. La réalisation de mesures en régime transitoire sur des composants HEMTs à base de GaN travaillant en RF n'est alors pas possible [107].

### 3. Utilisation de micro-résistances intégrées aux composants

La dernière méthode par contact que nous allons aborder dans ce mémoire consiste à réaliser une micro-résistance faisant office de capteur de température à la surface du composant, au plus près possible du point chaud. Le développement et la validation de la méthode ont été menés lors d'une thèse soutenue en 2015 à l'Université de Sherbrooke, au Canada [109].

Dans un premier temps, l'étude a été menée sur des transistors HEMTs à base de GaN sans contact de grille. Un micro-capteur en Ti/Pt (10/150 nm) a été déposé par évaporation par faisceau d'électron (ou *E-beam evaporation* en anglais) à la surface de la couche de passivation en SiO<sub>2</sub> du composant. Le capteur a ensuite été recuit à 450 °C pour linéariser sa réponse à une variation de température. Les auteurs ont vérifié que le dépôt de ce capteur n'a pas d'influence significative sur les caractéristiques électriques du composant. Des études complémentaires réalisées à l'aide de modèles numériques ont montré que la présence des micro-résistances à la surface du composant induisent une variation de -0,3 °C de température de la surface pour une puissance dissipée par le composant de 1 W [110].

Afin de connaître la réponse du capteur en fonction de la température, une courbe de calibration en température a été faite en utilisant un support chauffant. Pour mesurer la résistance du capteur, on impose qu'il soit traversé par un courant électrique de 0,3 mA. Cette valeur a été sélectionnée afin de minimiser l'auto-échauffement par effet Joule du capteur. On mesure ensuite la différence de potentiel grâce à la méthode des quatre pointes. Dans un second temps, la même étude a été faite sur une structure HEMT à base de GaN avec un contact de grille. La Figure I-13 présente un exemple de micro-capteur RTD (pour *Resistance Thermometer Detector*) déposé sur un composant de part et d'autre du contact de grille [111]. L'influence du capteur sur les caractéristiques électriques reste négligeable et les tendances observées sont identiques à celles relevées sur un composant sans contact de grille.

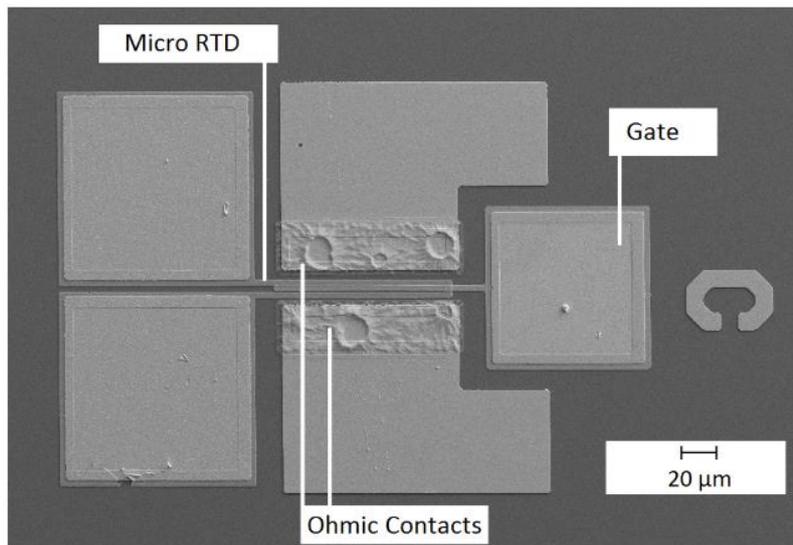


Figure I-13 :  $\mu$ -RTD intégré dans une structure HEMT. Les dimensions du capteur sont deux sections parallèles à la grille de 112,5  $\mu\text{m}$  et d'une section perpendiculaire de 7  $\mu\text{m}$  [111].

D'après les auteurs, cette méthode présente les avantages suivants :

- il existe un bon contact thermique entre le capteur et la surface du composant ce qui rend la mesure fiable,
- l'ajout du micro-capteur n'a pas d'influence sur les caractéristiques électriques du composant et
- cette technique est simple à mettre en œuvre tout en gardant un coût modeste et en ne nécessitant pas de matériel supplémentaire [111].

Néanmoins, nous pensons que cette technique n'est pas adaptée pour réaliser des mesures sur des composants industriels puisqu'elle doit être développée dès la conception du composant, ce qui implique d'ajouter des étapes lors du process et d'ajouter une structure supplémentaire au composant, complexifiant encore la technologie.

#### 4. Comparaison des avantages et des inconvénients des méthodes par contact

Afin de pouvoir comparer les possibilités offertes par les différentes méthodes de mesure de température par contact, nous avons regroupé les résolutions spatiales, temporelles ainsi que diverses remarques spécifiques à chaque technique dans le Tableau I-1 ci-dessous.

	<b>Cristaux liquides [100-103]</b>	<b>SThM [105-108]</b>	<b>μ-RTD [109, 111]</b>
<b>Résolution spatiale</b>	~ 1 μm	Jusqu'à qqs 10 <sup>nes</sup> de nm	Dépend des dimensions du capteur
<b>Résolution en température</b>	Dépendant des molécules. Peut atteindre 0,1 K au mieux	Jusqu'à qqs 10 <sup>nes</sup> de mK suivant la nature de la pointe	Non spécifié
<b>Résolution temporelle</b>	Plusieurs ms	De l'ordre de la ms	Mesures en régime établi
<b>Possibilité de cartographie</b>	Oui	Oui, mais long	Non
<b>Remarques</b>	Nécessite de connaître l'ordre de grandeur des températures à mesurer  Essai destructif	Permet de mesurer la température et la rugosité de la surface en une seule mesure	L'étude de composants industriels s'avère compliquée car cela nécessite des étapes supplémentaires lors du procédé de fabrication

*Tableau I-1 : Comparaison des caractéristiques des différentes méthodes par contact*

L'utilisation de cristaux liquides déposés à la surface du composant est une technique simple présentant de bonnes résolutions spatiales et en température. Néanmoins, l'essai est destructif, ce qui présente un inconvénient majeur. De plus, il faut au préalable connaître l'ordre de grandeur des températures mesurées afin de choisir les molécules les plus adaptées à la gamme de température étudiée. La micro spectrométrie en champ proche possède la plus grande résolution spatiale ainsi que la plus grande résolution en température. Néanmoins, la réalisation de cartographies en température sur des surfaces importantes représente des temps d'acquisition très importants, pouvant atteindre 20 heures [107]. De plus, la topographie peut avoir une influence sur la mesure de la température. Enfin, l'ajout de micro-résistances à la surface du composant permet de mesurer la température moyenne du capteur, mais ne permet pas de faire une cartographie thermique de la surface ni de détecter les points chauds. La température mesurée via cette technique représente la valeur moyenne de température de la zone située sous la micro-résistance.

### C. Les méthodes électriques

Afin de déterminer la température des composants électroniques, il est possible d'étudier la variation de grandeurs électriques en fonction de la température. Plusieurs paramètres thermosensibles sont utilisés dans la littérature. On peut par exemple citer la valeur maximale de courant de drain  $I_{DS\ max}$  [61, 112-115], la résistance d'accès  $R_{ON}$  [61, 115, 116], la tension de pincement  $V_{TH}$  [117, 118], la variation de la résistance de grille [113, 119, 120] ou encore de la tension de seuil de la diode de grille [121]. Ces méthodes électriques ont pour avantage de ne pas nécessiter de préparation préalable du composant. Cependant, la

valeur mesurée est moyennée sur l'intégralité de la zone active du composant [57], ce qui ne permet pas de mesure locale de température. De plus, les méthodes électriques sont sensibles aux effets de pièges électriques, fortement présents dans les composants à base de GaN [122]. Dans cette partie, nous allons décrire succinctement les principales méthodes électriques de mesure de la température rapportées dans la littérature.

## 1. La méthode par coïncidence

La méthode par coïncidence est la technique la plus couramment utilisée pour mesurer la température grâce aux caractéristiques électriques du composant. Elle utilise généralement la relation entre la chute de la mobilité des porteurs  $\mu$  et de la température  $T$  [56]. Cette relation est donnée par l'équation I-6 pour des températures supérieures à la température ambiante [55] :

$$\mu(T) = \mu_{(T=300K)} \times \left(\frac{T}{300}\right)^\gamma \quad \text{Equation I-6}$$

Ici,  $T$  est la température en Kelvin et  $\gamma$  est un coefficient déterminé empiriquement. Pour les transistors AlGaIn/GaN, ce coefficient est égal à -1,5 et il est supposé indépendant de  $T$ . On peut alors s'apercevoir que la mobilité des porteurs diminue quand la température augmente. Cela se traduit par une diminution du courant de drain  $I_{DS}$  [55] ainsi que par une augmentation de la résistance d'accès  $R_{ON}$  [113].

Le protocole opératoire se décompose en plusieurs étapes successives. Dans un premier temps, il est nécessaire de faire une courbe de calibration du paramètre thermosensible choisi en modifiant la température du composant de manière contrôlée [61]. Pour ce faire, on chauffe le composant grâce à une source de chaleur externe [118], généralement un support thermique muni d'un système de régulation. On réalise ensuite des mesures électriques I-V en régime pulsé. Les pulses configurés sont inférieurs à 1  $\mu s$  avec un rapport cyclique très faible. A titre d'exemple, Joh *et al.* [61] utilisent des pulses électriques de 0,2  $\mu s$  avec un rapport cyclique de 0,02%. Dans son manuscrit de thèse, R. Aubry [57] propose d'utiliser des pulses de 0,1  $\mu s$  avec une période de 300  $\mu s$  afin de faire l'acquisition des caractéristiques électriques à différentes températures de socle. Durant cette phase de calibration, la polarisation au point de repos est ( $V_{GSQ} = 0 V$  ;  $V_{DSQ} = 0 V$ ). Ainsi, on considère que l'auto-échauffement du composant est négligeable [57, 123] puisque la puissance dissipée dans ces conditions de polarisation est nulle. En effet, les caractéristiques électriques mesurées en régime pulsé qui sont présentées sur la Figure I-14 montrent que la conductance de drain ( $g_d$ ) est nulle, ce qui confirme que l'échauffement induit par la polarisation est négligeable. On approxime alors la température du canal d'électrons par la température fixée par le support thermique [61]. En répétant ces mesures pour différentes températures de socle, on obtient alors un réseau de caractéristiques électriques traduisant la variation du

paramètre électrique thermosensible en fonction de la température, comme présenté par les courbes en traits pleins sur la Figure I-14 [57]. Plusieurs paramètres thermosensibles peuvent être utilisés tels que le courant de drain  $I_{DS}$  ou la résistance d'accès  $R_{ON}$ . On peut observer que, lorsque la température augmente, le courant de drain diminue et la valeur de la résistance d'accès  $R_{ON}$  du composant, représentée par l'inverse de la pente dans la zone ohmique de la caractéristique, augmente.

Après l'acquisition des courbes de calibration en température, on modifie la durée du pulse électrique. Dans le cas présenté ci-après, la durée du pulse électrique est supérieure à 1 ms. Dans ces conditions, l'auto-échauffement du composant s'approche de celui mesuré en régime continu. Cette caractéristique est représentée par les carrés bleus sur la Figure I-14. On peut constater que le composant s'échauffe puisque la caractéristique  $I_{DS}(V_{DS})$  obtenue présente un  $g_d$  négatif. Dans ces nouvelles conditions de polarisation, la puissance dissipée est non nulle. On peut déterminer la puissance dissipée grâce à l'équation I-7.

$$P_{diss} = V_{DS} \times I_{DS} \quad \text{Equation I-7}$$

Pour chaque polarisation utilisée, on peut en déduire la valeur de la puissance dissipée. On peut alors estimer la température d'auto-échauffement pour chaque point de polarisation en faisant coïncider ces caractéristiques avec celles obtenues lors de la phase de calibration en température. A titre d'exemple, si on considère le point de mesure situé à  $V_{DS} = 10$  V, on peut estimer que la température moyenne du composant est de 155 °C pour ces conditions de polarisation et qu'elle avoisine les 200 °C quand  $V_{DS} = 15$  V.

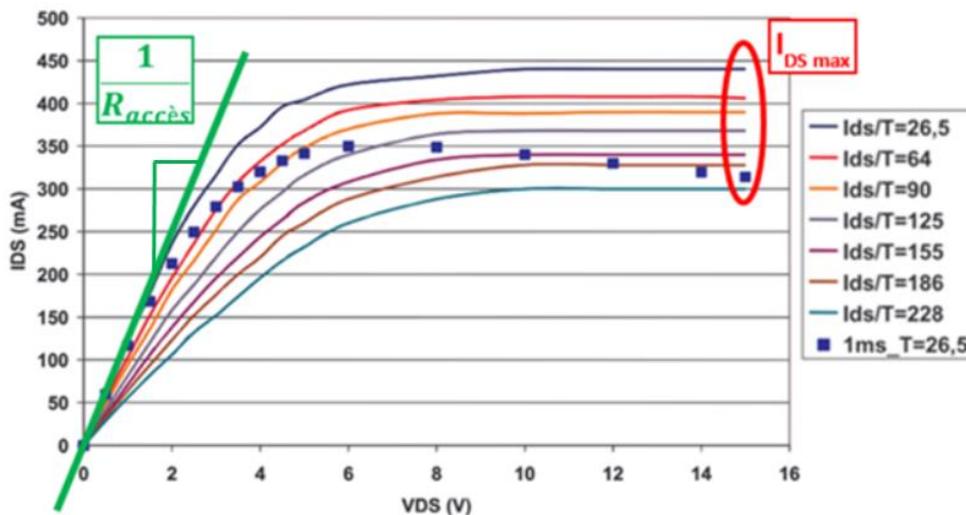


Figure I-14 : Représentation de la méthode par coïncidence pour la mesure de la température d'un composant polarisé en régime pseudo-continu à 1 ms [56].

Outre l'utilisation de  $I_{DS \max}$  dans la zone de saturation, il est possible d'étudier la variation de la résistance d'accès du composant  $R_{ON}$  en tant que paramètre électrique thermosensible [61]. Elle est représentée en vert sur la Figure I-14 et elle est donnée par l'équation I-8 [124] :

$$R_{ON} = \left( \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}} \right)^{-1} \quad \text{Equation I-8}$$

Il est intéressant de noter que la résistance d'accès du composant augmente avec la température. Cela est également dû à la baisse de mobilité des porteurs constatée lors de l'échauffement du composant [123]. Sommet *et al.* [115] ont d'ailleurs démontré que la variation du  $R_{ON}$  en fonction de la puissance dissipée est linéaire et ils ont utilisé ce paramètre pour estimer la température du canal d'électrons dans différentes conditions de polarisation. Simms *et al.* [118] ont quant à eux utilisé la variation de la tension de pincement de transistors HFET AlGaIn/GaN en fonction de la température pour déterminer leur température d'auto-échauffement lorsqu'ils sont polarisés en régime continu. La littérature rapporte que, dans la gamme de températures qui nous intéresse ici, les variations de  $I_{DS}$  [112], de  $R_{ON}$  [116] et de  $V_{TH}$  [118] sont linéaires en fonction de la température. De plus, Joh *et al.* [61] rapportent que les résultats des mesures de température effectuées grâce à la variation de  $I_{DS}$  ou de  $R_{ON}$  sont identiques lors de leur étude sur des composants HEMTs à base de GaN déposés sur un substrat en carbure de silicium.

En réalisant ces mesures à plusieurs puissances dissipées, il est possible de remonter à la résistance thermique du composant. En effet, connaissant l'augmentation de température ainsi que la puissance dissipée, dont le calcul est donné par l'équation I-7, on est en mesure de déterminer la résistance thermique qui est exprimée en °C/W (ou en °C.mm/W si on fait le calcul en densité de puissance dissipée) et qui est donnée par l'équation I-9 pour des densités de puissance dissipée faibles [124]. D'après Joh *et al.* [61], la précision de l'estimation du  $R_{TH}$  en utilisant des méthodes électriques est de  $\pm 5\%$ .

$$R_{TH} = \frac{\Delta T}{P_{diss}} \quad \text{Equation I-9}$$

## 2. Utilisation de la caractéristique électrique de la diode de grille

Darwish *et al.* [121] proposent d'utiliser la variation de la tension de seuil de la grille afin de déterminer la température de fonctionnement du transistor. En effet, pour les transistors HEMTs à base de GaN utilisés en hautes fréquences, la grille est une diode de type Schottky. Celle-ci est proche du point chaud du composant puisque ce dernier se situe à la base de la grille, côté drain [125]. L'équation de la caractéristique de diode est donnée par l'équation I-10 ci-dessous.

$$I = AT^2 A^* e^{-\frac{q\phi_B(T)}{kT}} \left( e^{q\left(\frac{V_A - IR(T)}{nkT}\right)} - 1 \right) \quad \text{Equation I-10}$$

Dans ces équations,  $I$  et  $q$  représentent respectivement les valeurs du courant et de la charge de l'électron,  $V_A$  est la tension appliquée,  $R(T)$  symbolise la résistance série de la diode,  $n$  est le facteur d'idéalité,  $k$  est la constante de Boltzmann,  $T$  représente la température,  $A$  représente l'aire de la diode,  $A^*$  est la constante de Richardson et  $\phi_B(T)$  est la hauteur de barrière de la grille. On peut remarquer que le courant de la diode est alors influencé par la température puisqu'elle apparaît à plusieurs reprises dans l'équation ci-dessus.

Comme présenté sur les Figures I-15-a et I-15-c, la tension de seuil de la grille est dépendante de la température puisqu'elle diminue respectivement de 2,4 à 1,9 V quand la température du socle augmente de 25 à 75 °C. Cependant, nous avons vu dans la première partie de ce chapitre que la tension de pincement est également affectée par les pièges électriques présents dans le composant [91], ce qui peut représenter une contrainte lors de l'estimation de la température d'auto-échauffement de composants polarisés. Outre la tension de seuil, les auteurs proposent également d'utiliser la résistance série de la grille  $R(T)$ , qui est elle aussi dépendante de la température, comme montré sur la Figure I-15-b. Ce paramètre semble plus propice aux mesures de température puisqu'il est moins sensible aux effets de pièges électriques lorsqu'on réalise des mesures en régime pulsé [121]. Afin de déterminer la tension de seuil de la diode et  $R(T)$  expérimentalement, on trace la caractéristique électrique pulsée du courant de grille  $I_{GS}$  en fonction de la tension  $V_{GS}$  comme montré sur la Figure I-15-a ci-dessous. La largeur de pulse choisie par les auteurs est fixée à 500 ns avec un rapport cyclique de 0,2%.

Afin d'obtenir la courbe de calibration de ces deux paramètres électriques, on fixe la température du composant à l'aide d'une source de chaleur externe et on relève les caractéristiques électriques à l'aide de mesures en régime pulsé pour différentes températures du support thermique. Les courbes de calibration obtenues dans la référence [121] sont présentées sur les Figures I-15-b et I-15-c. Dans un second temps, on polarise le composant au point de repos ( $V_{GS,Q}$ ;  $V_{DS,Q}$ ) voulu pour réaliser les mesures de température. Dans l'étude menée par Darwish *et al.* [121], le point de repos choisi est ( $V_{DS,Q} = 8$  V ;  $V_{GS,Q} = -3$  V). Pour les points de polarisation instantanée, la grille est polarisée en direct à  $V_{GS} = 3$  V pendant le pulse de 500 ns en fixant  $V_{DS} = 0$  V afin d'éviter toute dégradation du composant. Le rapport cyclique choisi par les auteurs est de 0,2%. Dans ces conditions, on s'affranchit également des effets de pièges électriques induits par la tension  $V_{DS}$ . L'utilisation d'un pulse très court avec un rapport cyclique très faible permet également d'éviter un refroidissement du composant entre la polarisation au repos et l'instant de mesure.

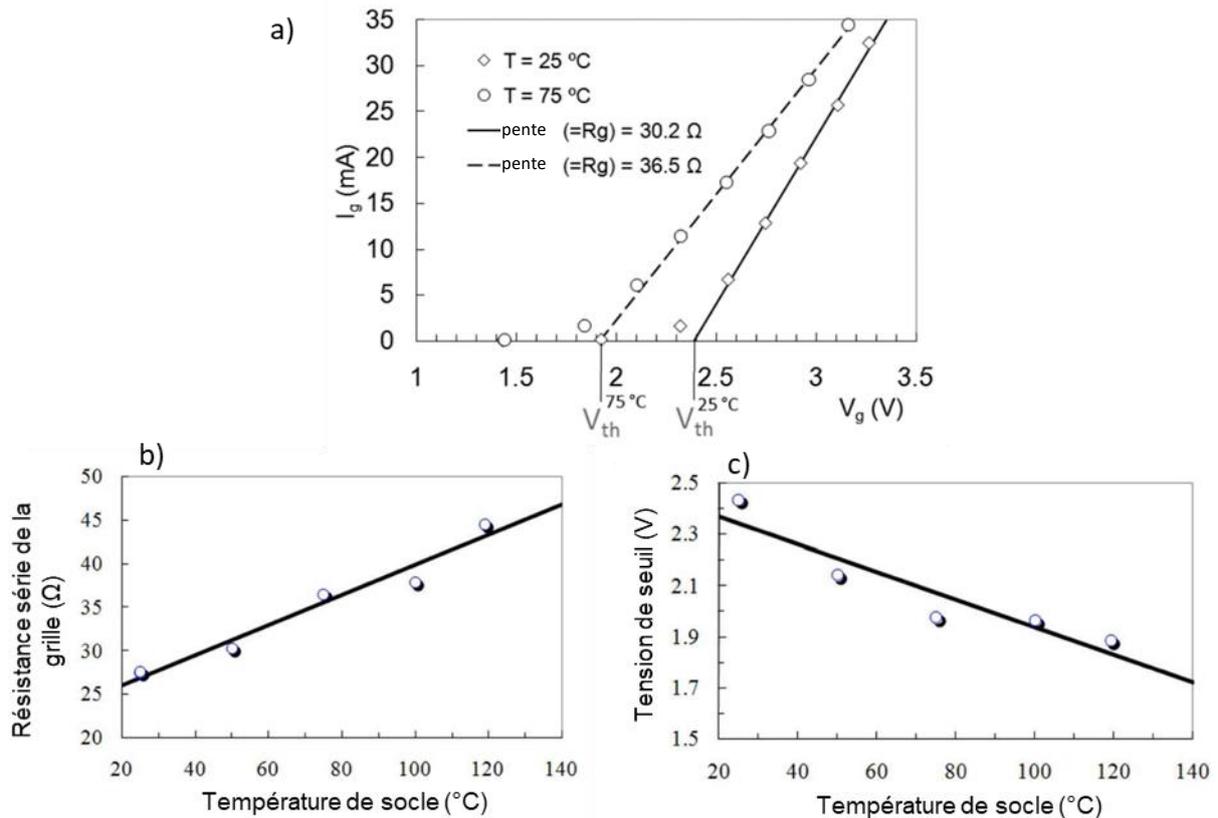


Figure I-15 : (a) Caractéristiques électriques de la diode Schottky de grille à deux températures en utilisant des pulses électriques de 500 ns, (b) courbe de calibration en température de la résistance de grille polarisée en direct et de (c) la variation de la tension de pincement en fonction de la température [121].

La température mesurée via cette méthode est là encore moyennée sur l'intégralité de la largeur de la grille, voire de toutes les grilles pour un transistor multi-doigts. Afin de déterminer la température tout au long du doigt de grille, Darwish *et al.* [121] implémentent les résultats de mesure dans un logiciel de simulation thermique utilisant le calcul par éléments finis. Ils ont montré que la température au centre du doigt de grille est significativement plus importante que la température qu'à ses extrémités. Ces résultats ont également été prouvés par Berthet *et al.* [126], qui ont mesuré la température le long d'un doigt de grille par spectroscopie Raman. Cependant, les méthodes électriques de mesure de température sont des techniques qui estiment la température moyenne du canal, pour l'ensemble des doigts de grille. Cela représente alors un inconvénient conséquent en termes de résolution spatiale de la mesure.

### 3. La méthode de l'impédance thermique

Contrairement aux deux méthodes précédentes qui permettent de mesurer expérimentalement la température moyenne du canal d'électrons, parfois couplées à des

simulations numériques, la méthode de l'impédance thermique repose sur la création d'un modèle électrique équivalent permettant de simuler le comportement thermique du composant [56]. Comme nous l'avons vu précédemment, il existe une analogie entre les grandeurs thermiques et les grandeurs électriques. Pour cette méthode, la conductivité électrique  $\sigma$  est corrélée à la conductivité thermique  $K$  et la capacité thermique  $C_{th}$  est substituée à la capacité électrique  $C$ . On obtient donc un modèle thermique du composant à travers un modèle électrique équivalent constitué de plusieurs circuits RC. Dans ce modèle équivalent, la puissance dissipée est représentée par une source de courant.

Les schémas électriques équivalents existent sous deux configurations que sont la configuration de type Foster, représentée sur la Figure I-16-a, et la configuration de type Cauer, représentée sur la Figure I-16-b [127]. Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à la configuration de type Foster. Le comportement thermique du composant est représenté par une succession de résistances thermiques et de capacités thermiques disposées en parallèle [128]. Sur la figure ci-dessous,  $R_{th}$  représente la résistance thermique tandis que  $\Delta P(t)$  représente la puissance dissipée au niveau de la zone active du composant en fonction du temps.

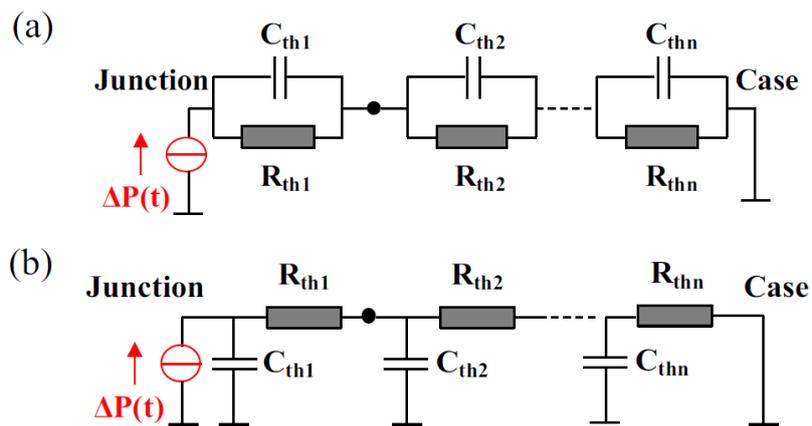


Figure I-16: Schéma électrique équivalent représentant le comportement thermique d'un composant dans (a) la configuration de type Foster et (b) dans la configuration de type Cauer [127].

Afin d'approximer les valeurs des résistances et des capacités thermiques, on utilise plusieurs paramètres thermosensibles du composant afin d'estimer le régime transitoire de la température. On obtient alors des points expérimentaux qui permettent d'approcher la réponse thermique transitoire du composant par l'équation I-12 :

$$a(t) = \sum_{i=1}^n a_i \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_i}} \right) \quad \text{Equation I-12}$$

Ici,  $a(t)$  représente la grandeur électrique étudiée,  $i$  symbolise le nombre de circuits RC disposés en série, les  $a_i$  représentent des coefficients d'ajustement associés à la grandeur électrique  $a(t)$  étudiée et les  $\tau_i$  représentent les constantes de temps thermiques de la réponse de chaque circuit RC du système. La structure de type Foster est intéressante puisqu'il est possible de déterminer les valeurs de  $R_{th}$  et de  $C_{th}$  en utilisant des mesures expérimentales de paramètres thermosensibles et l'équation I-12. Cependant, dans cette configuration, les résistances et les capacités thermiques  $R_{th}$  et  $C_{th}$  ne sont pas associés à des éléments physiques réels, ce qui implique qu'ils ne sont pas représentatifs d'une couche spécifique [129]. C'est pourquoi divers articles proposent de remplacer le modèle thermique équivalent de type Foster par un modèle de type Cauer. Dans cette deuxième configuration, il est plus complexe d'extraire les valeurs des résistances et des capacités thermiques, mais chaque nœud du circuit peut alors être associé à un point physique réel du composant [130]. Cette nouvelle représentation permet de déterminer la température pour chacune des couches et pour n'importe quelle largeur de pulse. Ces modèles ont été étudiés pour des durées de pulses électriques allant de quelques microsecondes à plusieurs dizaines de secondes, ce qui permet d'étudier le comportement thermique depuis la zone où la puissance est dissipée jusqu'au boîtier du composant (*case* en anglais) voire jusqu'à l'air ambiant situé au-delà du dissipateur thermique.

Comme précisé précédemment, il est nécessaire d'effectuer des mesures de température avant de créer le modèle thermique équivalent. La littérature rapporte que plusieurs paramètres électriques sont dépendants de la température. On peut par exemple citer le courant de drain  $I_{DS}$  [131], la résistance d'accès  $R_{on}$ , la tension de grille  $V_{GS}$  pour un courant  $I_{GS}$  fixé [132] ou la transconductance  $g_m$  [127]. Bernardoni *et al.* [129] proposent quant à eux de développer un modèle électrique RC équivalent en se basant sur des données obtenues par simulation thermique aux éléments finis. Le modèle électrique équivalent global développé permet de diminuer la complexité de leur modèle ainsi que le temps de calcul nécessaire comparé au logiciel de calcul par éléments finis.

Afin d'illustrer cette technique, nous allons voir l'exemple de l'étude du régime transitoire du courant de drain  $I_{DS}$  comme montré sur la Figure I-17 issue de la référence [131].

Les points expérimentaux sont alors approchés par l'équation I-12 [131] :

$$i(t) = i_0 - \sum_{j=1}^n I_j \left( 1 - e^{\left( -\frac{t}{\tau_{thj}} \right)} \right) \quad \text{Equation I-12}$$

Dans cette équation,  $i(t)$  représente la valeur du courant de drain à l'instant  $t$ ,  $i_0$  symbolise le courant de drain à l'instant  $t = 0$  et  $I_j$  est une constante d'ajustement associée à l'itération  $j$ . La valeur des  $\tau_{thj}$ , c'est-à-dire la valeur de la constante de temps thermique de la couche  $j$ , est ensuite obtenue grâce à l'équation I-13 :

$$\tau_{th} = \left(\frac{2e}{\pi}\right)^2 \left(\frac{\rho C_p}{K}\right)$$

Equation I-13

Ici,  $e$  représente l'épaisseur de la couche qui possède une constante de temps thermique  $\tau_{th}$  et  $\frac{\rho C_p}{K}$  représente la diffusivité thermique du matériau. Dans le détail,  $\rho$  représente la masse volumique du matériau,  $C_p$  est la chaleur massique et  $K$  représente la conductivité thermique du milieu considéré. Les valeurs de  $R_{th}$  peuvent être déterminées par des mesures électriques et la valeur de  $C_{th}$  peut être déduite grâce à l'équation  $\tau_{th} = R_{th} \cdot C_{th}$ .

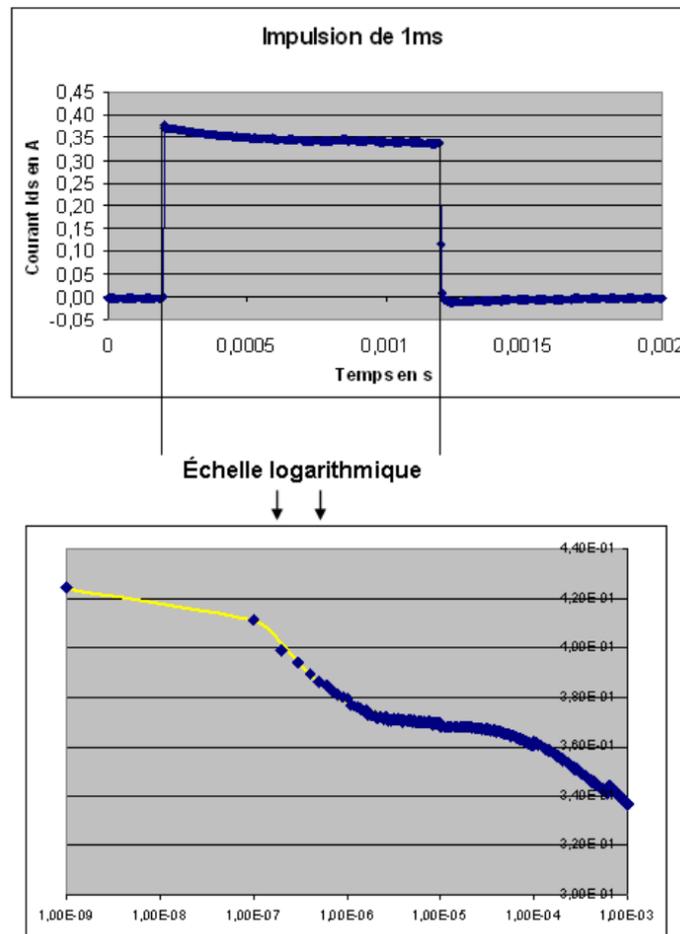


Figure I-17 : Forme temporelle d'une impulsion de courant  $I_{DS}$  lors de la caractérisation d'un transistor en régime dynamique (pulsé) [131].

Grâce à cette technique, on obtient finalement un modèle électrique équivalent permettant de déterminer le comportement transitoire de la température du composant. Cette méthode présente tout de même quelques inconvénients. Premièrement, si la largeur du doigt de grille est importante, la température au centre sera plus élevée que celle à la périphérie du doigt de grille. Cela implique qu'il faudra réaliser plusieurs circuits électriques

équivalents suivant la position le long du doigt de grille [133]. Dans ces conditions, cela implique d'utiliser des méthodes de mesure de température possédant une résolution spatiale importante. En effet, il faut que les valeurs mesurées ne soient pas moyennées sur l'intégralité du canal mais qu'il s'agisse plutôt de mesures locales de la température. Ensuite, le courant de drain  $I_{DS}$  est dépendant des effets de pièges électriques. D'ailleurs la thèse de R. Aubry [57] rapporte que le régime transitoire du courant de drain a été étudié pour des durées de pulses inférieures à 1 ms. D'après les auteurs, cela permet de s'affranchir de certains effets de pièges électriques et d'éviter les dégradations irréversibles dans ces composants à base de GaAs. Néanmoins, cela ne s'applique pas pour les transistors de type HEMTs à base de GaN puisque Nagarajan *et al.* [134] rapportent avoir observé des effets de pièges électriques pour des pulses électriques dont la durée est de 500 ns. Au cours du chapitre II, nous mettrons en évidence des effets de pièges électriques en utilisant des pulses de 400 ns. Cela nous permet alors de penser que des pulses électriques de 1 ms ne permettent pas de s'affranchir de l'ensemble des effets de pièges électriques. Enfin, la conductivité thermique des matériaux n'est pas constante avec la température.

#### **4. Comparaison des avantages et des inconvénients des méthodes électriques**

Comme nous venons de le voir, les techniques de mesure de température via des mesures électriques en régime transitoire permettent de mesurer rapidement la température moyenne de fonctionnement et sans préparation préalable des composants électroniques. Les pulses électriques utilisés doivent être courts de manière à minimiser l'auto-échauffement du composant pendant la réalisation des courbes de calibration en température et pour limiter les effets de pièges électriques. Ces techniques sont particulièrement intéressantes pour réaliser des mesures de température moyennées sur la zone active du transistor ou sur des composants confinés dans leur packaging. A partir de ces mesures, il est possible de créer un modèle électrique équivalent représentant le comportement thermique du composant. Ce modèle équivalent est généralement composé de résistances thermiques et de capacités thermiques.

### **D. Les méthodes optiques**

La dernière famille de techniques que nous allons présenter dans ce mémoire de thèse regroupe les techniques de mesures optiques. Elles reposent sur l'étude des interactions entre les ondes électromagnétiques et les matériaux constituant le composant. Notre étude va se focaliser sur les quatre méthodes les plus couramment rencontrées, à savoir la thermographie infrarouge, la photoluminescence, la thermorélectance et la spectroscopie Raman. Toutes ces techniques permettent de réaliser des mesures de température localisées et d'obtenir des

cartographies thermiques de composants électroniques polarisés avec une bonne résolution spatiale.

## 1. La thermographie infrarouge

La technique de mesure de température par des méthodes optiques la plus répandue est sans nul doute possible la thermographie infrarouge. Son principe de fonctionnement est simple : tout corps dont la température est supérieure à 0 K émet un rayonnement électromagnétique. Ce dernier est dépendant de la température du corps observé. Le signal émanant du corps peut avoir deux origines : soit il est directement émis par le corps observé, soit il s'agit du reflet d'un rayonnement issu de l'environnement extérieur. Lorsqu'il n'y a aucun signal reflété par le corps observé, on parle de corps noir. Ce dernier n'est qu'une vision de l'esprit puisqu'il n'existe pas dans la réalité. Néanmoins, certains matériaux présentent des propriétés qui peuvent s'en approcher.

Pour un corps noir, la relation entre l'énergie de l'onde électromagnétique émise et la longueur d'onde est donnée par l'équation I-14 appelée loi de Planck [135] :

$$W_{bb}(\lambda, T_s) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 \left( e^{\frac{hc}{\lambda k_B T_s}} - 1 \right)} \quad \text{Equation I-14}$$

Ici,  $W_{bb}$  est appelé luminance du corps noir,  $h$  est la constante de Planck,  $c$  représente la célérité de la lumière,  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $\lambda$  est la longueur d'onde et  $T_s$  est la température absolue du corps noir. Il est ainsi possible de tracer la luminance en fonction de la température du corps noir ainsi que de la longueur d'onde des ondes électromagnétiques émises, comme représenté sur la Figure I-18 [136].

On peut s'apercevoir que, pour des températures proches de l'ambiante, le maximum du spectre d'émission du corps noir se situe aux environs de 10  $\mu\text{m}$ , soit dans le domaine des infrarouges. La longueur d'onde de ce maximum d'émission varie en fonction de la température, en suivant la loi de Wien représentée par la courbe en tirets sur la Figure I-18 et donnée par l'équation I-15 :

$$T \cdot \lambda_{max} = 2897,8 \approx 3000 \mu\text{m} \cdot \text{K} \quad \text{Equation I-15}$$

Il est donc possible d'estimer la longueur d'onde du maximum d'émission en fonction de la température afin de choisir un détecteur adapté à la gamme de température souhaitée. Les longueurs d'onde couramment utilisées pour mesurer la température en utilisant la spectroscopie infrarouge sont généralement comprises entre 3 et 10  $\mu\text{m}$  [137].

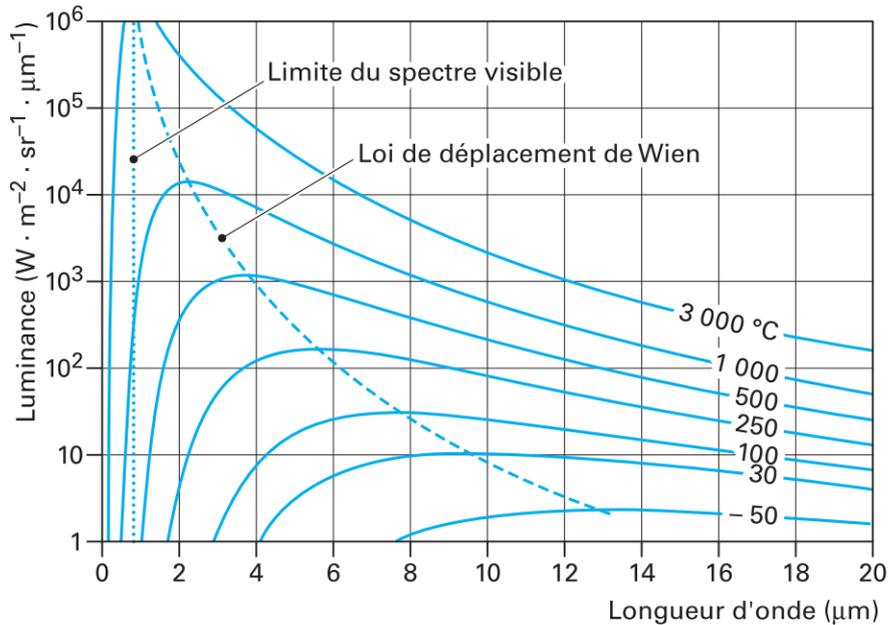


Figure I-18 : Courbes de Planck pour un corps noir en fonction de la longueur d'onde ainsi que de la température du matériau [136].

Le comportement d'un corps réel diffère de celui des corps noirs. En effet, une partie du signal capté par le détecteur est issu de l'environnement extérieur. Nous instaurons alors un paramètre  $\varepsilon$  appelé émissivité. Il se définit comme le ratio entre la luminance émise par le corps réel et celle émise par un corps noir quand ils sont à la même température [138]. Sa valeur est donc comprise entre 0 et 1, représentant respectivement un corps réfléchissant l'intégralité de la lumière incidente et un corps noir parfait. La luminance  $W_s$  d'un corps réel est alors donnée par l'équation I-16 [135] :

$$W_s(\lambda, T_s) = \varepsilon(\lambda) \cdot W_{bb}(\lambda, T_s) \quad \text{Equation I-16}$$

En intégrant l'équation précédente pour toutes les longueurs d'onde, on obtient alors la formule de Stefan-Boltzmann donnée par l'équation I-17 [135, 136] :

$$W_s(T_s) = \varepsilon_s \cdot \sigma \cdot T_s^4 \quad \text{Equation I-17}$$

où  $\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$  représente la constante de Stefan-Boltzmann. Ainsi, cette équation lie directement la luminance mesurée par le détecteur et la température du corps observé.

Comme nous venons de le voir, l'émissivité est une variable importante lors de la mesure de température. Il est donc primordial de connaître sa valeur avant chaque

acquisition. Généralement, l'image thermique est obtenue grâce à une caméra CCD. Il devient alors indispensable de mesurer  $\epsilon$  pour chaque pixel du détecteur [139]. Ainsi, chacun de ces pixels sera représentatif de la surface sondée par ce dernier en tenant compte de la nature du matériau, de sa rugosité... Par exemple, l'émissivité d'un métal poli est très faible, de l'ordre de 0,05. Ces valeurs sont plus importantes pour les couches de semiconducteurs. Après avoir obtenu la cartographie de l'émissivité, il est possible de mesurer la luminance et donc d'en déduire la température pour chaque pixel de la caméra CCD.

Un grand nombre de semiconducteurs, y compris le GaN, sont transparents aux infrarouges. Cela implique que le signal mesuré par le détecteur sur une couche de semiconducteur provient à la fois de la surface mais aussi des couches sous-jacentes [137, 140]. Pour contrecarrer ce problème, il est possible de déposer une peinture noire disposant d'une émissivité importante afin d'augmenter l'intensité du signal. Cependant, la couche de peinture peut modifier la dissipation thermique de la surface et enlever cette peinture à l'issue de la mesure peut se révéler compliqué. En 2010, Oxley *et al.* [141] ont développé un programme mathématique de traitement des données expérimentales permettant d'estimer la température de composants électroniques en tenant compte de la transparence de certains matériaux tels que le GaAs, le Si et le GaN. Ils ont ensuite recouvert leurs composants d'une peinture noire avec une émissivité élevée. Ils ont finalement comparé les valeurs obtenues avec les deux méthodes et les résultats sont concordants, démontrant qu'il est ainsi possible de prendre en compte la transparence des différentes couches dans le traitement informatique des données expérimentales. Cette technique nécessite néanmoins des traitements numériques importants, qui sont de plus dépendants de la structure de couches des composants étudiés.

Lors d'une étude publiée en 2013, Zhao *et al.* [142] ont mesuré la température de transistors HEMTs AlGaIn/GaN polarisés en régime continu afin d'en déduire la température en régime établi. La thermographie infrarouge leur a permis de mesurer rapidement la distribution de la température à la surface du composant, chaque mesure durant approximativement une minute. Les valeurs de résolution spatiale rapportées sont généralement comprises entre 3 et 10  $\mu\text{m}$  [137]. La Figure I-19 présente la cartographie de la température obtenue pour un composant polarisé en régime continu à  $V_{DS} = 28 \text{ V}$  et en limitant le courant  $I_{DS}$  à 300 mA. Au travers de cette étude, les auteurs ont conclu que cette technique permet de faire rapidement une cartographie en température du composant mais que les températures d'auto-échauffement estimées sont inférieures à la température réelle du composant. En effet, dans certains cas, la résolution spatiale avancée par la littérature ne permet pas de mesurer la température entre la grille et le drain du composant car les dimensions de l'espace grille-drain sont inférieures à 3  $\mu\text{m}$ . Par conséquent, les températures mesurées avec cette technique peuvent alors être grandement sous-estimées, ce qui peut donc biaiser les études de fiabilité menées ainsi que les modèles thermiques utilisés pour simuler le comportement thermique du composant.

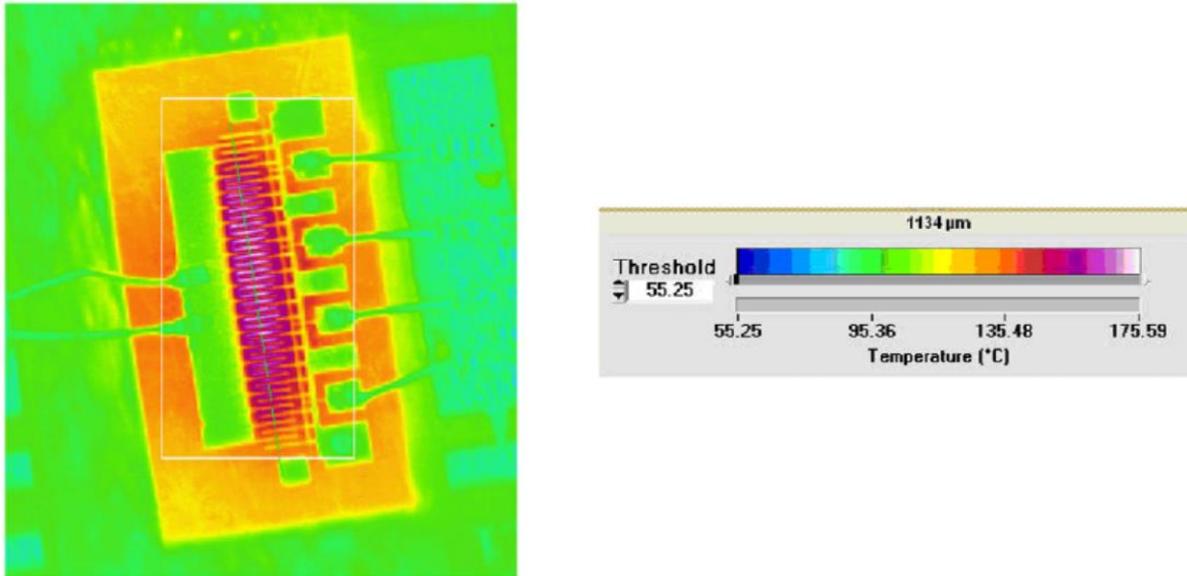


Figure I-19 : Cartographie thermique d'un transistor HEMT AlGaIn/GaN polarisé à  $V_{DS} = 28\text{ V}$  en limitant  $I_{DS}$  à 300 mA [142].

Enfin, l'intensité du signal est dépendante de la température, comme présenté sur la Figure I-18. Afin d'augmenter l'intensité de ce signal, il est d'usage d'utiliser un support chauffant afin de réguler la température du composant. Des valeurs de température de socle supérieures à 50 °C ont été rapportées dans la littérature afin d'augmenter l'intensité du signal infrarouge émis [56]. L'utilisation de cette source de chaleur externe risque alors d'éloigner le composant des conditions normales de fonctionnement.

## 2. La photoluminescence

La photoluminescence est une technique de mesure optique permettant d'étudier la structure de bande d'un matériau. En illuminant un échantillon avec une onde électromagnétique monochromatique dont l'énergie est supérieure à la largeur de bande interdite du matériau, ce dernier va émettre en retour un rayonnement dont l'énergie correspond exactement à son gap. D'après la littérature, la source lumineuse la plus régulièrement utilisée est un laser. Le spectre de la photoluminescence d'une structure AlGaIn/GaN à température ambiante est donné sur la Figure I-20, issue de la référence [143].

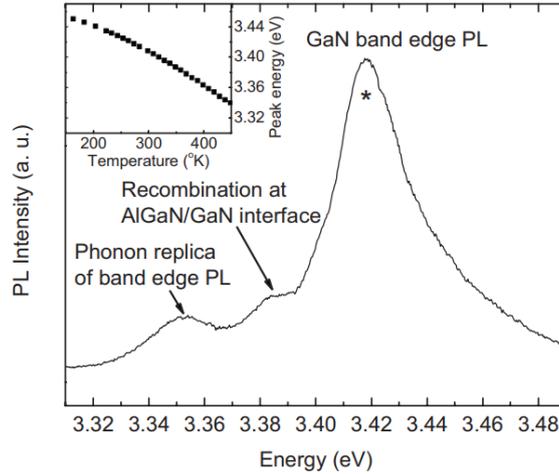


Figure I-20 : Spectre de photoluminescence d'une structure HEMT AlGaIn/GaN à température ambiante obtenu grâce à une source excitatrice de longueur d'onde  $\lambda = 325 \text{ nm}$ . L'encart présente la corrélation entre la position du pic marqué "\*" et la température imposée au composant par une source externe [143].

Sur la figure ci-dessus, on peut observer un pic intense marqué du signe "\*", situé à 3,42 eV relatif à la largeur de bande interdite du GaN. L'épaule présent sur la gauche du spectre et localisé à une énergie proche de 3,39 eV est quant à lui dû à la recombinaison de porteurs au niveau de l'hétérojonction entre les couches d'AlGaIn et de GaN. Le dôme le plus à gauche localisé à environ 3,35 eV est attribué à un mode de vibration de la structure cristalline. Comme montré dans l'encart supérieur gauche de la Figure I-20, l'énergie à laquelle est situé le pic de photoluminescence du GaN est dépendante de la température. On peut en effet voir que l'énergie des ondes électromagnétiques émises par le GaN diminue quand la température augmente. La relation entre le gap et la température est donnée par l'équation I-18 appelée loi de Varshni [143] :

$$E(T) = E_0 - \frac{AT^2}{T+T_0} + \frac{1}{2}k_B T \quad \text{Equation I-18}$$

Dans cette équation,  $E(T)$  représente l'énergie des photons en fonction de la température  $T$ ,  $k_B$  est la constante de Boltzmann et  $A$ ,  $E_0$  et  $T_0$  sont des paramètres d'ajustement.

Lors des mesures de photoluminescence, la source excitatrice doit avoir une énergie supérieure à la largeur de bande interdite du semiconducteur étudié. Cela induit cependant la création de photo-porteurs, ce qui augmente artificiellement la concentration de porteurs dans le canal. Les conditions expérimentales sont alors différentes des conditions normales de fonctionnement du composant. Afin de prendre en compte l'influence du laser sur les caractéristiques électriques du composant, Batten *et al.* [143] proposent de réaliser les mesures à plusieurs densités de puissance lumineuse et d'extrapoler la valeur de température

pour une puissance lumineuse faible. De plus, la profondeur de pénétration de ces ondes électromagnétiques est très faible. Par exemple, des ondes électromagnétiques de longueur d'onde  $\lambda = 325$  nm (ce qui équivaut à une énergie d'environ 3,8 eV) ne pénètrent que de 80 nm dans le GaN. Cela permet de minimiser le volume sondé et donc de mesurer la température le plus près possible du canal d'électrons pour les hétérostructures AlGaN/GaN [143]. Cela implique également de limiter la puissance de la source excitatrice afin de ne pas causer d'auto-échauffement induit par les ondes électromagnétiques incidentes. Des densités de puissance de quelques  $\mu\text{W}/\mu\text{m}^2$  sont couramment utilisées dans la littérature [143-145]. De plus, l'énergie des ondes électromagnétiques émises par photoluminescence peut être modifiée par des effets de contraintes [143, 146]. Dans les transistors de type HEMT AlGaN/GaN, ces effets de contraintes sont prononcés au niveau de l'hétérojonction à cause de la nature piézoélectrique des matériaux utilisés et de la différence de paramètre de maille entre le GaN et la couche barrière d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ . D'après Batten *et al.* [143], le déplacement de la bande de photoluminescence associée au GaN est de  $21,1 \text{ meV.GPa}^{-1}$ . Les auteurs ont estimé que pour les transistors HEMTs AlGaN/GaN qu'ils ont étudiés, l'effet de la contrainte piézoélectrique sur les mesures de température représente une incertitude de  $3 \text{ }^\circ\text{C}$  quand  $V_{\text{DS}} = 30 \text{ V}$  dont ils tiennent compte dans leurs interprétations.

La photoluminescence possède une résolution spatiale dépendante du banc de mesure considéré. Par exemple, Batten *et al.* [143] rapportent une résolution spatiale de  $3 \mu\text{m}$  en utilisant un objectif UV de grossissement X 40 dont l'ouverture numérique est de 0,4. Une valeur similaire a également été rapportée par Shigewaka *et al.* [144]. Cette résolution spatiale est limitée à cause des objectifs utilisés sur le microscope. En effet, compte-tenu du gap important du GaN, la longueur d'onde des sources excitatrices doit appartenir au domaine des ultraviolets (UV). Or les objectifs permettant de travailler en UV sont onéreux. De plus, pour des transistors à base de GaN travaillant en RF, l'espace entre les contacts de grille et de drain peut être inférieur à  $2 \mu\text{m}$  [40], ce qui est inférieur à la résolution spatiale des techniques de mesure par photoluminescence. Au contraire, J.-P. Landesman [147] a étudié des composants GaAs dont la largeur de bande interdite est plus faible. Cela lui a permis d'utiliser une source laser visible et de présenter une résolution spatiale inférieure au micromètre.

Toutes les études présentées précédemment ont été réalisées en régime continu. Des mesures par photoluminescence en utilisant un laser impulsionnel ont été réalisées par Minsky *et al.* [148]. Ils ont étudié l'influence du nombre de puits quantiques présents dans une LED à base de GaN sur la recombinaison des porteurs de charge. Cependant, ils ont utilisé une puissance laser de 120 mW pendant 150 fs, ce qui est bien supérieur aux puissances utilisées pour effectuer des mesures de température. A notre connaissance, aucune étude n'a été menée en régime transitoire pour des composants à base de GaN.

Finalement, la photoluminescence est une technique qui permet de déterminer la température de fonctionnement de transistors de type HEMT. Compte-tenu de la faible profondeur de pénétration du laser, la température est estimée au plus près du canal. Cependant, pour les composants à base de GaN, dont le gap est important, cette technique semble moins adaptée notamment à cause des contraintes liées aux objectifs dédiés aux lasers UV. De plus, cette technique nécessite d'avoir un accès direct à la surface du semiconducteur.

Dans ces conditions, il est compliqué d'étudier des composants avec des structures complexes munies de ponts à air, de plaques de champ, etc.

### 3. La thermoréfectance

La thermoréfectance est une technique répandue pour mesurer la température des composants à base de nitrure de gallium. Cette méthode est particulièrement adaptée pour estimer la température d'auto-échauffement en surface des métallisations [149], mais elle a également été utilisée sur des matériaux semiconducteurs [150]. L'étude est basée sur la variation de la réflectance de la surface d'un matériau en fonction de sa température. En effet, dès lors que la température du matériau sondé varie, l'onde électromagnétique réfléchiée par la surface va subir une modification d'amplitude et de phase par rapport au signal incident servant de référence [151, 152]. Ce phénomène est dû à la dilatation thermique, ce qui engendre un changement des propriétés optiques du matériau. Ainsi, l'indice optique complexe  $\hat{n} = n + ik$  s'en trouve modifié [59]. Dans cette équation,  $n$  représente la partie réelle appelée coefficient de réfraction et  $k$  la partie imaginaire appelée coefficient d'extinction. Cette modification des propriétés optiques induit alors une variation de la réflectance  $R$  du matériau, comme donnée par l'équation I-19 [153] :

$$R = \frac{(n-1)^2+k^2}{(n+1)^2+k^2} \quad \text{Équation I-19}$$

Les équations de Maxwell nous donnent  $\hat{\varepsilon} = \hat{n}^2$ , où  $\hat{\varepsilon}$  représente la fonction diélectrique complexe [153]. Ainsi, l'étude de la réflectance permet également de déterminer les propriétés diélectriques et la structure de bande des matériaux.

Afin de déterminer les variations de température en surface des composants, nous n'allons pas étudier la réflectance  $R$  mais la variation relative de réflectance  $\Delta R/R$  en fonction de la variation de température  $\Delta T$ . On peut approcher cette relation au premier ordre par l'équation I-20 [153-156] :

$$\frac{\Delta R}{R} = \left( \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial T} \right) \cdot \Delta T = C_{th} \cdot \Delta T \quad \text{Équation I-20}$$

$\Delta R$  et  $\Delta T$  sont liés par le coefficient de thermoréfectance  $C_{th}$ . Ce dernier est influencé tant par le matériau sondé que par un grand nombre de paramètres inhérents à la mesure, tels que la longueur d'onde de la source excitatrice utilisée [150], l'angle d'incidence par rapport à la surface [59], l'état de surface de la zone sondée [56] ainsi que les objectifs utilisés en tenant compte de leur ouverture numérique et de leur grossissement [155]. Il devient donc indispensable de faire une courbe de calibration décrivant l'évolution du  $C_{th}$  en fonction de la

température pour chaque matériau étudié et pour une longueur d'onde donnée afin de tenir compte de tous ces paramètres. La Figure I-21-a présente la variation de  $\Delta R/R$  en fonction de la température fixée à l'aide d'un support chauffant. On peut voir que les points expérimentaux peuvent être approchés par une fonction affine dont le coefficient directeur représente le coefficient de thermorélectance pour la longueur d'onde choisie et dans la gamme de température considérée. En réitérant cette mesure pour plusieurs longueurs d'onde, il est possible de déterminer la longueur d'onde optimale pour que la valeur absolue de  $C_{th}$  soit la plus importante possible, comme présenté sur la Figure I-21-b. Les valeurs mesurées sont généralement comprises entre  $10^{-2}$  et  $10^{-5} \text{ K}^{-1}$  [153]. La longueur d'onde retenue par les auteurs est  $\lambda = 530 \text{ nm}$  car c'est pour cette valeur que  $C_{th}$  est le plus important sur le contact de grille en or [156]. Dans le cadre de sa thèse, G. Brocero [56] a étudié expérimentalement la linéarité du  $C_{th}$  en fonction de l'augmentation de température  $\Delta T$  sur une gamme de température plus importante. Il a pu observer qu'en fonction du métal sondé, la dépendance de la variation relative de la réflectance n'est pas une fonction linéaire de la température quand la gamme de température considérée est plus importante. Cela peut donc induire une incertitude sur l'estimation de l'auto-échauffement en surface du composant.

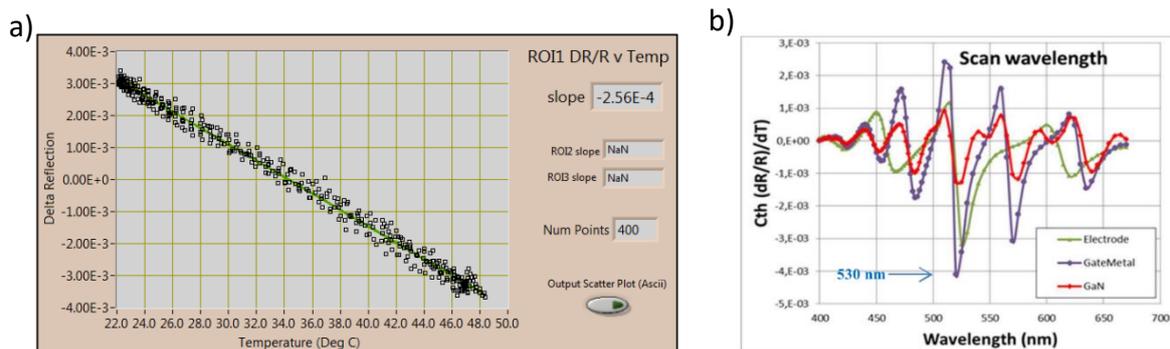


Figure I-21 : (a) Courbe d'étalonnage de  $\Delta R$  en fonction de la température [56]. (b) Mesure de  $C_{th}$  sur différents matériaux pour des longueurs d'onde allant de 400 à 640 nm [156].

Les bancs de mesure de thermorélectance sont munis d'une caméra CCD afin de cartographier la température sur une surface et non en un point unique. En réalisant une calibration du coefficient  $C_{th}$  en tout point de la surface sondée, il est alors possible de déterminer la température pour chaque pixel, comme présenté sur la Figure I-22 issue de la référence [156]. La thermorélectance présente alors l'avantage de pouvoir faire des cartographies précises de la température mesurée à la surface des composants, ces derniers étant principalement recouverts de contacts métalliques.

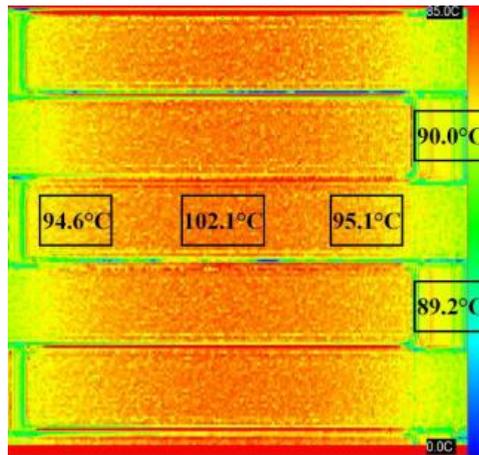


Figure I-22 : Image thermique d'un transistor HEMT AlGaIn/GaN [156].

Cependant, la dilatation thermique du matériau lors de la mesure peut induire une perte de focalisation. Pour contrecarrer ce problème, il est possible d'utiliser un contrôleur de position piézoélectrique contrôlant la focalisation en temps réel [150]. En 2019, Zhang *et al.* [157] ont développé une méthode utilisant deux LEDs de longueurs d'onde différentes. La variation relative de réflectivité  $\Delta R/R$  a été mesurée simultanément pour les deux longueurs d'onde et le rapport des deux valeurs leur a permis de remonter à la température de la surface étudiée. En choisissant des longueurs d'onde excitatrices pour lesquelles les coefficients de thermoréflectance sont de signes contraires, ils ont obtenu une meilleure résolution en température, pouvant atteindre 1 K d'après les auteurs.

Cette technique peut néanmoins présenter des inconvénients. En effet, les mesures de température sont grandement influencées par la présence ou non d'une couche de passivation sur la surface de la zone active du composant. Il s'agit d'une couche de diélectrique amorphe permettant de protéger les transistors de l'environnement extérieur et de limiter les effets de pièges électriques. La présence de cette couche complique alors les mesures de température effectuées sur les couches de semiconducteur. Cependant, l'ajout d'une couche transparente à la surface du composant crée des interférences lumineuses, ce qui peut modifier significativement la valeur du coefficient  $C_{th}$  et donc fausser la mesure [158]. De même, une variation de quelques nanomètres de l'épaisseur de la couche diélectrique a une influence non négligeable sur ce coefficient [159]. Afin de s'affranchir de ce problème, la littérature conseille de réaliser une courbe de calibration du coefficient de thermoréflectance pour chaque pixel de la caméra CCD utilisée lors de la mesure, principalement lorsqu'on souhaite déterminer la température en surface des couches de semiconducteurs. La Figure I-23 présente la réflectivité  $R$  d'un contact en or nu (courbe en pointillés) ou recouvert d'une couche de passivation de  $Si_3N_4$  de 350 nm d'épaisseur (cercles vides). La courbe en traits pleins représente le modèle informatique développé par les auteurs afin de simuler la présence de la couche de passivation. On peut constater que la réflectance d'un même matériau est fortement influencée par la présence de la couche de diélectrique déposée à la surface. Pour s'affranchir des effets d'interférences dues à la couche de diélectrique en surface de la zone sondée, G. Tessier [160] propose de mesurer la température de surface de la couche

diélectrique elle-même. Il faut alors choisir une longueur d'onde pour laquelle le diélectrique utilisé présente une absorption élevée. Par exemple, pour une couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , il faut que la source lumineuse utilisée ait une longueur d'onde inférieure à 250 nm [160]. En effet, dans ces conditions, l'absorption de la couche est telle qu'aucun signal issu des couches sous-jacentes n'est perceptible. Il faudra toutefois que les longueurs d'onde choisies soient supérieures à 200 nm, seuil à partir duquel l'absorption de l'oxygène présent dans l'air devient non négligeable.

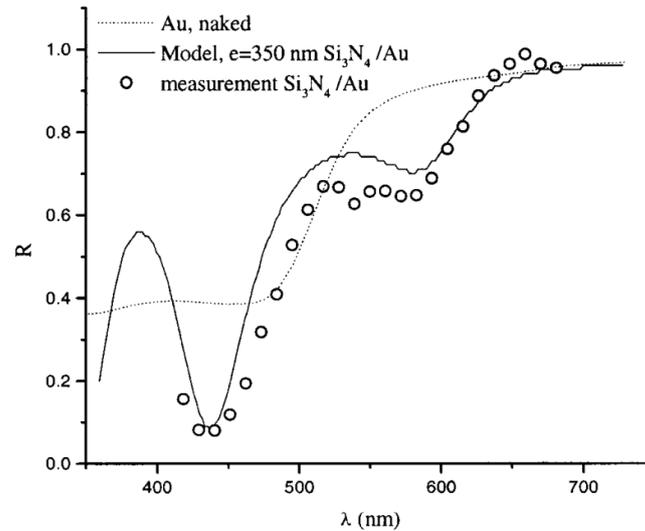


Figure 1-23 : Spectre du coefficient de réflexion pour une couche d'or nue et recouverte d'une couche de 350 nm d'épaisseur de  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , mesuré sur des pistes en or déposées sur un substrat de GaAs. Des interférences à la surface de la couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  induisent des franges dans le coefficient de réflexion de matériaux encapsulés, comme montré par la mesure et par simulation [159].

Bien que les longueurs d'onde excitatrices utilisées appartiennent généralement au domaine du visible, ce n'est pas toujours le cas. En effet, Christofferson *et al.* [161] ont utilisé une diode laser infrarouge de longueur d'onde  $\lambda = 1310$  nm afin d'estimer la température de composants Si/SiGe. Ceux-ci sont déposés sur un substrat en Si de 200  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Les mesures ont été faites en passant par la face arrière : la réflectivité des contacts métalliques a été mesurée en faisant passer le faisceau lumineux à travers le substrat. Cela est rendu possible car le silicium est transparent pour la longueur d'onde utilisée. Néanmoins, la résolution spatiale de la mesure peut être limitée. D'après les auteurs, la surface sondée est de l'ordre de 20  $\mu\text{m}^2$  puisque la face arrière du substrat de silicium n'est pas polie. Cela crée des interférences de Fabry-Pérot qui sont observables lors de la mesure. Cette technique permet de mesurer la température des métaux au niveau de l'interface avec le substrat et donc de détecter des points chauds sur des circuits intégrés afin de mener des études de fiabilité des composants. En comparant les résultats aux mesures effectuées en face avant, les auteurs rapportent que mesurer la température en traversant le substrat est plus compliqué

puisqu'il est indispensable de tenir compte des signaux réfléchis au niveau des différentes interfaces, ce qui implique que le coefficient  $C_{th}$  n'est plus linéaire avec  $\Delta T$ .

Yuan *et al.* [162] proposent d'utiliser une onde électromagnétique appartenant au domaine des ultraviolets puisque la longueur d'onde choisie est de 320 nm. Ces mesures ont pour but de mesurer la résistance thermique qui existe à l'interface entre une couche de GaN et le substrat sur lequel elle est déposées. Pour ce faire, les auteurs mesurent la variation de température de la surface du GaN. Cette mesure intervient en amont des processus de fabrication des composants. L'énergie lumineuse véhiculée par les ondes électromagnétiques est supérieure à la largeur de bande interdite du GaN, ce qui limite grandement la profondeur de pénétration des ondes électromagnétiques dans le semiconducteur. Pour la longueur d'onde utilisée ici, la profondeur de pénétration est d'environ 80 nm. Ainsi les interférences lumineuses dues à la transparence des couches de semiconducteurs sont minimisées. Afin d'induire un échauffement de la couche de GaN, les auteurs utilisent une seconde source laser de longueur d'onde  $\lambda = 355$  nm non focalisée sur la surface du GaN. Dans le même temps, ils mesurent la variation de réflectivité du GaN grâce au laser de longueur d'onde  $\lambda = 320$  nm focalisé à la surface. Ils obtiennent alors la variation temporelle de la température du GaN. Les données expérimentales sont ensuite implémentées dans des algorithmes permettant de simuler la structure et d'extraire la résistance thermique à l'interface entre le GaN et le substrat.

Enfin, la thermoréfectance permet de mesurer la température en régime transitoire. Pour ce faire, il faut que les pulses optiques de la source excitatrice soient retardés par rapport aux pulses électriques permettant de polariser le composant. La précision du délai entre ces deux pulses permet de définir la résolution temporelle de la mesure. Dans sa thèse, L. Baczowski [59] avance une résolution temporelle de 300 ns. En utilisant des mesures de température par thermoréfectance en régime transitoire combinées à des simulations thermiques, Tadjer *et al.* [163] ont étudié la qualité du report sur un substrat de diamant de composants initialement fabriqués sur silicium. Ils ont utilisé une source lumineuse UV afin de sonder la surface de la couche de GaN. Ils ont ainsi pu démontrer que le report sur substrat diamant permet de limiter l'auto-échauffement et donc d'atteindre des densités de puissance dissipées plus importantes. Cela implique cependant que la résistance thermique à l'interface entre le GaN et le diamant reste faible.

Afin d'améliorer les résolutions temporelles et spatiales des mesures, Kendig *et al.* [164] ont développé un algorithme de traitement des données conséquent mêlé à un système d'autofocus. Ce système leur permet d'utiliser un objectif ayant un grossissement X250 tout en restant focalisé sur la surface du composant et en compensant les micro-déplacements suivant les axes  $x$  et  $y$ . Ils ont ainsi pu démontrer une résolution temporelle de 50 ns et une résolution spatiale de 200 nm, sachant qu'un pixel de la caméra représente 18 nm. Leur technique permet également de s'affranchir des artefacts de mesure présents sur les bords des contacts métalliques des composants testés. A notre connaissance, la meilleure résolution temporelle obtenue sur des mesures de température par thermoréfectance est de 800 ps [155]. Elle a été obtenue en utilisant une source excitatrice laser fonctionnant en régime pulsé.

## 4. La spectroscopie Raman

### a) Principe général

La spectroscopie Raman est une méthode de caractérisation de matériaux basée sur la diffusion inélastique de la lumière en réponse à une excitation lumineuse obtenue grâce à une onde électromagnétique monochromatique incidente [39]. Elle a été mise en évidence pour la première fois en 1928 par Chandrashekhara Venkata Râman [165], qui a obtenu le prix Nobel de physique en 1930 pour cette découverte. A partir des années 1960, cette technique de caractérisation se développe en laboratoire grâce à l'apparition de sources laser monochromatiques. Aujourd'hui, des appareils de caractérisation sont largement disponibles dans le commerce et sont utilisés dans de plus en plus de domaines tels que la caractérisation de couches minces [166] et l'estimation de leurs propriétés thermiques, y compris pour des couches de quelques nanomètres d'épaisseur [167], la caractérisation de produits stupéfiants pour la justice [168], le contrôle qualité pour les industries pharmaceutiques ou pétrolières [166] ou encore l'estimation de la température d'auto-échauffement de composants électroniques [137], problématique qui nous intéresse ici. Il est intéressant de noter que la spectroscopie Raman permet également d'étudier des gaz et des liquides [166].

Dans un premier temps, faisons une courte introduction sur la diffusion de la lumière. Il s'agit de l'un des quatre mécanismes de l'interaction entre la lumière et la matière, aux côtés de la transmission, de la réflexion et de l'absorption. La diffusion peut se faire suivant trois mécanismes différenciés par la longueur d'onde des photons diffusés, elle-même dépendante de l'interaction entre la lumière et la matière. Le spectre de la diffusion de la lumière par une couche de GaN déposée sur un substrat de SiC est présenté sur la Figure I-24, issue de la thèse d'Ophélie Lancry [39].

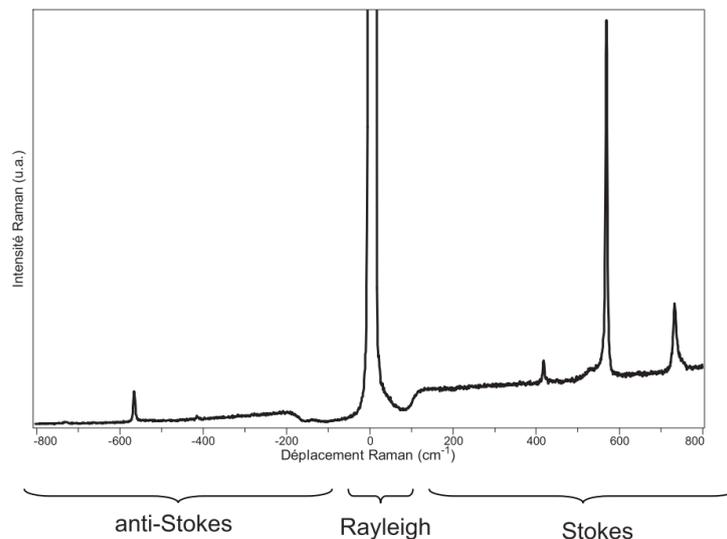


Figure I-24 : Spectre de diffusion Raman Stokes et anti-Stokes du nitrure de gallium sur substrat SiC, longueur d'onde excitatrice  $\lambda = 514,5$  nm, objectif 100x, temps d'acquisition 10 s [39].

Ce spectre présente l'intensité de la diffusion en fonction du nombre d'onde, grandeur qui est liée à la longueur d'onde des photons diffusés  $\lambda$  par l'équation I-21 [166] :

$$\bar{\nu} = \frac{1}{\lambda} \quad \text{Equation I-21}$$

Ici,  $\bar{\nu}$  s'exprime en  $\text{cm}^{-1}$ . En spectroscopie Raman, il est d'usage de ne pas utiliser le nombre d'onde donné par l'équation ci-dessus mais plutôt de quantifier l'écart entre le nombre d'onde des photons diffusés  $\bar{\nu}_d$  et celui des photons issus de la source excitatrice  $\bar{\nu}_0$  via l'équation I-22 :

$$\bar{\nu}_d = \bar{\nu}_0 \pm \bar{\nu}_v \quad \text{Equation I-22}$$

Le spectre Raman présente alors l'intensité de la diffusion en fonction de  $\bar{\nu}_v$ , la fréquence des modes de vibration du réseau cristallin nommés phonons. En utilisant cette variable, on s'affranchit de la longueur d'onde de la source excitatrice [169, 170].

Comme précisé précédemment, la diffusion de la lumière peut se faire suivant trois mécanismes différents :

- Le premier mécanisme est appelé diffusion élastique ou diffusion de type Rayleigh. Il est représenté par le pic très intense centré en  $0 \text{ cm}^{-1}$  sur la Figure I-24. En utilisant l'équation I-22, on peut en déduire que la longueur d'onde des photons diffusés  $\bar{\nu}_d$  est égale à la longueur d'onde des photons incidents  $\bar{\nu}_0$ . Ce signal est beaucoup plus intense que les autres types de diffusion mais ne traduit donc pas les interactions entre les photons et les phonons. Comme on ne peut pas observer les modes de vibration du matériau sondé grâce à la diffusion de type Rayleigh et que son intensité est très supérieure aux diffusions de type Raman, nous allons chercher à nous en affranchir à l'aide d'un filtre optique.
- Les deux autres zones situées de part et d'autre de la diffusion de type Rayleigh présentent les diffusions de type inélastique, également appelées diffusions de type Raman. On peut distinguer deux mécanismes différents : dans un premier cas, il y a une augmentation du nombre de photons diffusés. On parle alors de diffusion de type Raman Stokes. Elle traduit la création d'un phonon dans le réseau cristallin induisant alors une augmentation de la longueur d'onde du photon diffusé par rapport au photon incident (ou une diminution de son énergie). Dans le second cas, il y a une diminution du nombre d'onde et on parle alors de diffusion de type Raman anti-Stokes. Ces deux mécanismes sont représentés par le signe «  $\pm$  » dans l'équation I-22 [166]. Cette équation permet également de voir que la valeur absolue du nombre d'onde entre les bandes Raman Stokes ou anti-Stokes et la diffusion de type Rayleigh est la

même mais qu'elles sont de signes opposés. On peut toutefois noter que l'intensité des modes Raman Stokes est plus importante que celle des modes Raman anti-Stokes.

Afin d'illustrer le changement de longueur d'onde entre les photons incidents et les photons diffusés, un diagramme de bande simplifié représentant ces trois mécanismes est présenté sur la Figure I-25. Un photon incident apporte une énergie  $h\nu$ . Un électron passe alors d'un niveau d'énergie de la bande de conduction vers un niveau virtuel représenté par la ligne en pointillés. L'électron revient ensuite dans la bande de conduction en émettant un photon dont l'énergie dépend du type de diffusion. La Figure I-25-a présente la diffusion de type Rayleigh. Les Figures I-25-b et I-25-c mettent respectivement en exergue les processus de création et d'annihilation de phonons, représentés par les différences des niveaux d'énergie au niveau de la bande de valence.

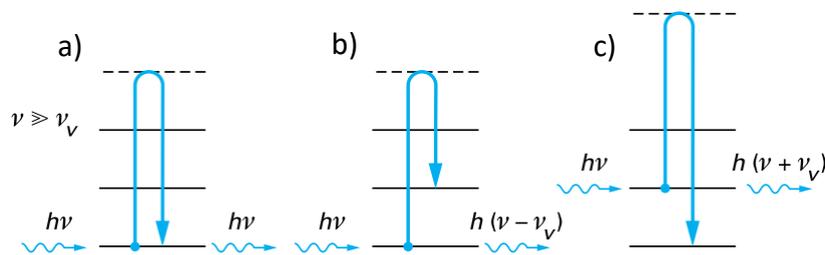


Figure I-25 : Interaction entre un photon et la matière caractérisée par des niveaux d'énergie vibrationnelle pour (a) la diffusion Rayleigh, (b) la diffusion de type Raman Stokes et (c) la diffusion de type Raman anti-Stokes [166].

En mesurant l'écart  $\Delta\omega$  (en  $\text{cm}^{-1}$ ) entre les nombres d'onde d'un mode Raman du spectre et la diffusion Rayleigh, on peut remonter à la longueur d'onde des photons diffusés en utilisant l'équation I-23 [56, 169] :

$$\Delta\omega = \frac{10^7}{\lambda_0} - \frac{10^7}{\lambda} \quad \text{Equation I-23}$$

Avec  $\lambda$  et  $\lambda_0$  [nm] les longueurs d'onde respectives des photons diffusés et de la source lumineuse excitatrice.

Comme nous l'avons vu, un mode Raman traduit l'interaction entre les photons incidents et un mode de vibration du réseau cristallin. Chaque matériau peut présenter divers modes de vibration. Ils sont propres au matériau considéré, mais également à sa structure cristalline. La Figure I-26-a représente la structure cristalline hexagonale de type wurtzite du GaN ainsi que les différents modes de vibration optiques associés à ce matériau [171]. On peut voir que certains modes de vibration sont représentés par deux pics. C'est le cas par exemple du mode  $E_2$ , qui se subdivise en deux modes : le mode  $E_2(\text{high})$  et le mode  $E_2(\text{low})$ .

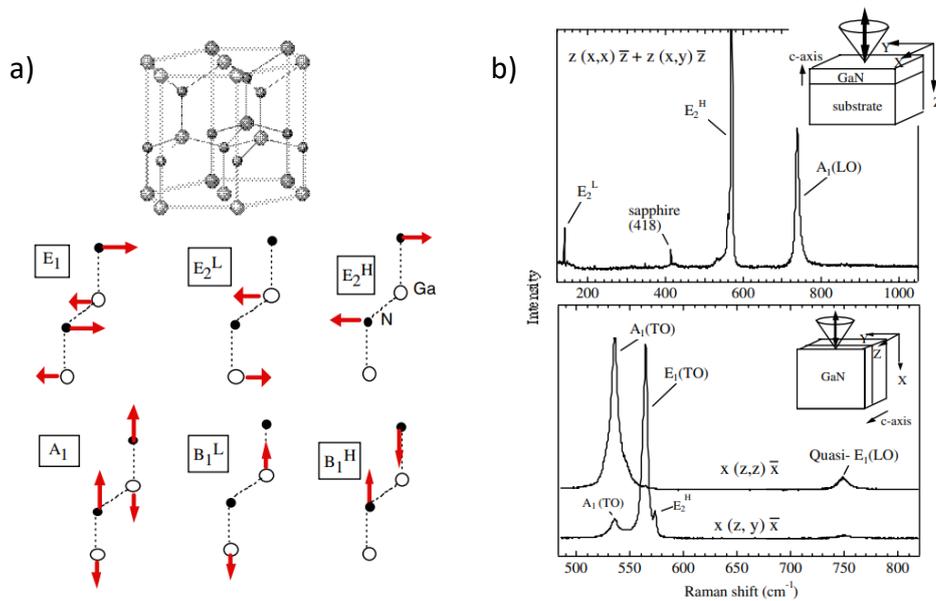


Figure I-26 : (a) Représentation de la structure wurtzite du GaN ainsi que des modes de vibration optiques mis en jeu en spectroscopie Raman et (b) spectres Raman d'une structure wurtzite de GaN sur un substrat de saphir dans différentes configurations comme représenté dans les encarts supérieurs droits [171].

Les modes de vibration présentés sur la figure ci-dessus sont uniquement ceux actifs en spectroscopie Raman. Le spectre du haut présente le spectre obtenu en configuration de rétrodiffusion, c'est-à-dire que l'excitation et la collecte du signal diffusé se font par le même chemin optique, en utilisant les mêmes objectifs. De plus, le faisceau laser est parallèle à l'axe c de la maille. Les modes de vibration observables dans cette configuration sont les modes  $E_2(\text{high})$ ,  $E_2(\text{low})$  et  $A_1(\text{LO})$  pour le GaN. Pour le spectre du bas, le faisceau laser est perpendiculaire à l'axe c de la maille. Dans cette configuration, on peut observer le mode  $E_1(\text{TO})$ , qui n'est pas visible dans le premier cas [171]. La littérature rapporte que le mode de vibration  $E_2(\text{high})$  du GaN, présent à  $568 \text{ cm}^{-1}$  sur le spectre de la Figure I-26-b est plus sensible aux effets de contraintes que le mode  $A_1(\text{LO})$ , situé à  $734 \text{ cm}^{-1}$  à la température ambiante. En contrepartie, ce dernier est plus sensible au dopage de la couche que le mode  $E_2(\text{high})$  [172]. En spectroscopie Raman, les modes de vibration sont caractérisés par une lettre, un chiffre et éventuellement un complément. Cette appellation permet de connaître la nature des modes de vibration observés. Le Tableau I-2 ci-dessous explique l'origine de la lettre utilisée dans la nomenclature des modes Raman considérés [166].

L'ensemble des modes Raman présents sur un spectre permettent de connaître la composition chimique du matériau dans la zone sondée et peut également nous renseigner sur la structure cristalline [173]. Par exemple, D. Tuschel a étudié deux phases différentes de dioxyde de titane  $\text{TiO}_2$ , appelées anatase et rutile, et a montré que les modes de vibration observés sont différents suivant la structure cristalline sondée [174]. Parmi ces deux structures, il n'y a qu'un seul mode de vibration en commun qui est le pic situé à  $144 \text{ cm}^{-1}$  à la

température ambiante. Outre leur position, les pics Raman sont également caractérisés par leur largeur à mi-hauteur ainsi que par leur intensité. Chacune de ces variables peut être utilisée pour estimer la température d'un matériau. Dans la partie suivante, nous allons passer en revue les différentes techniques permettant d'estimer la température.

Lettre	Nature de la vibration
<b>A</b>	Vibrations symétriques de la maille
<b>B</b>	Vibrations antisymétriques
<b>E</b>	Deux modes de vibration en une seule raie : dégénérescence double
<b>F</b>	Trois modes de vibration confondus en une seule raie : dégénérescence triple

Tableau I-2 : Explication de la nomenclature des modes de vibration Raman [166].

b) Les différentes techniques de mesure de température

i. *Le rapport d'intensité des raies Raman anti-Stokes et Stokes*

L'intensité d'un pic Raman diminue quand la température du matériau sondé augmente. Le rapport d'intensité des raies Raman anti-Stokes et Stokes est dépendant de la température, et il est donné par l'équation I-24 [56, 175] :

$$\frac{I_{AS}}{I_S} = \left( \frac{\nu_0 + \nu_V}{\nu_0 - \nu_V} \right)^4 e^{-\frac{h\nu_V}{k_B T}} \quad \text{Equation I-24}$$

Ici,  $I_{AS}$  et  $I_S$  représentent respectivement les intensités des pics Raman anti-Stokes et Stokes,  $\nu_0$  et  $\nu_V$  sont les fréquences des photons issus de la source excitatrice et des vibrations du réseau cristallin,  $h$  représente la constante de Planck et  $k_B$  la constante de Boltzmann. Dans cette équation,  $T$  représente la température absolue en [K] que l'on cherche à déterminer. Bien que la température absolue soit un des paramètres de l'équation I-24, il est parfois nécessaire de réaliser une calibration en température afin de faire apparaître une constante de calibration regroupant les paramètres qui ne sont pas dépendants de  $T$  [59]. Un des inconvénients majeurs de cette technique réside dans la faible intensité des raies Raman anti-Stokes. Il faut alors des temps d'acquisition longs. De plus, l'intensité des pics associés aux modes Raman diminue quand la température augmente. A titre d'exemple, pour une température supérieure à 750 K, la précision de la mesure de température réalisée sur du diamant ou du silicium s'en trouve grandement diminuée [175]. En effet, une différence de plus de 50 K a été mesurée par rapport à une température de référence de 1 000 K en utilisant

la variation du rapport d'intensité des raies Raman anti-Stokes et Stokes. Afin de compenser cet effet, les auteurs proposent d'ajouter un coefficient  $\gamma$  avant le terme exponentiel de l'équation I-24. A titre d'exemple, ce coefficient varie de 1,1 à 1,4 quand la température varie de l'ambiante à 1100 K pour le silicium. Néanmoins, le rapport d'intensité des diffusions de type Raman anti-Stokes et Stokes est insensible aux effets de contraintes puisqu'il ne dépend que de la population de phonons, qui répond à une distribution de Bose-Einstein, elle-même dépendante de la température [170]. Enfin, pour pouvoir faire l'acquisition des raies Raman anti-Stokes, il faut que le spectromètre soit muni d'un filtre holographique de type *Notch*, dont le prix est beaucoup plus élevé que les filtres de type *Edge* [56].

ii. *La variation de la position du pic*

Afin de mesurer la température, il est également possible d'utiliser la variation de la position du pic Raman d'un matériau. Cette dernière est en effet dépendante de la température comme présenté sur la Figure I-27. On peut y voir que le pic Raman  $E_2(\text{high})$  du GaN est situé à  $568 \text{ cm}^{-1}$  quand  $T = 273 \text{ K}$ . A mesure que la température augmente, ce mode de vibration se décale vers des nombres d'onde plus faibles. Ce décalage de la bande Raman permet d'estimer la température de la couche sondée en utilisant l'équation I-25 [176-178].

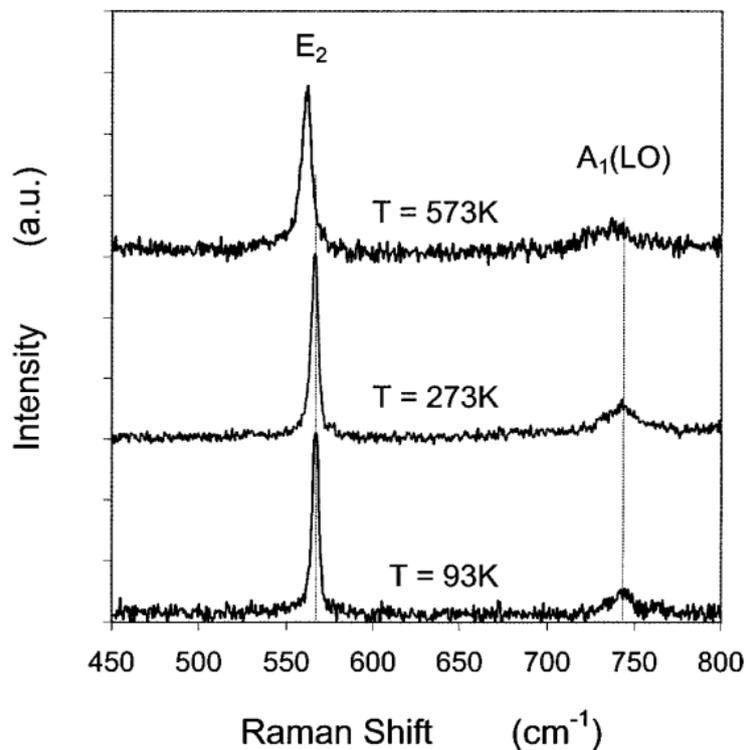


Figure I-27 : Spectre de la diffusion Raman du GaN à 93, 273 et 573 K en configuration de rétrodiffusion  $z(xx)\bar{z}$  [179].

$$\delta(T) = \delta_0 - \frac{A}{e^{\frac{Bh\delta_0}{k_B T}} - 1} \quad \text{Equation I-25}$$

Dans cette équation,  $\delta(T)$  et  $\delta_0$  représentent respectivement la position du pic Raman considéré à la température  $T$  et à  $T = 0$  K,  $\hbar$  est la constante de Planck réduite,  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $A$  et  $B$  sont des paramètres d'ajustement. Comme le montre l'équation empirique ci-dessus, la position du pic dépend de la température de la couche, ce qui permet alors d'estimer la température d'auto-échauffement d'un matériau. Cependant, la position du pic dépend également de la contrainte interne. Les composants à base de GaN sont principalement déposés sur des substrats en silicium, carbure de silicium, saphir, nitrure d'aluminium ou diamant, qui ne sont pas accordés en maille avec la couche buffer de GaN. Les substrats en GaN sont parfois utilisés mais leur coût très important et leurs faibles dimensions font qu'ils ne sont pas encore adoptés dans les procédés industriels. Le désaccord de maille entre la couche de GaN et le substrat induit alors des effets de contraintes dans la couche tampon. La position initiale du pic du GaN est donc très dépendante du substrat sous-jacent, comme présenté sur la Figure I-28 issue de la référence [137]. On peut y observer que, suivant la nature du substrat sur lequel est déposée la couche de GaN, la variation de la position du mode de vibration  $E_2(\text{high})$  du GaN en fonction de la température diffère. Pour utiliser la variation de la position du pic comme paramètre thermosensible, il est donc indispensable de réaliser au préalable une courbe de calibration en température de la position du mode de vibration pour chaque composant étudié, les états de contraintes variant d'une technologie à l'autre. Cette courbe permet de présenter la variation de la position du ou des pics Raman étudiés en fonction de l'augmentation de température du composant. Il est cependant nécessaire que la structure des composants utilisés pour réaliser la courbe de calibration soit en tout point identique à celle des composants à caractériser thermiquement [170].

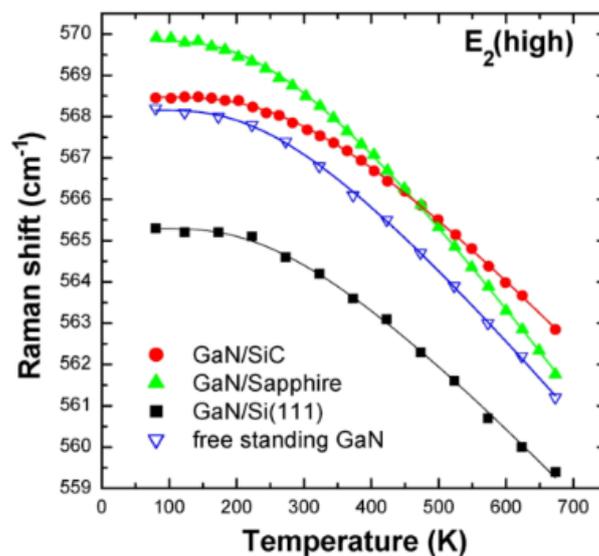


Figure I-28 : Evolution de la fréquence du mode  $E_2(\text{high})$  du GaN en fonction de la température pour différentes conditions de croissance [137].

Les structures AlGaIn/GaN, représentent la majeure partie des transistors de type HEMT à base de GaN utilisés pour des applications industrielles. Ces deux matériaux sont piézo-électriques donc une variation de polarisation électrique implique une variation de la contrainte interne des matériaux et vice-versa. La contrainte des matériaux influence alors la position ainsi que la largeur à mi-hauteur du pic Raman du GaN [170]. Afin de limiter l'effet de la contrainte sur les mesures Raman, Bagnall *et al.* [169] proposent d'étudier l'augmentation de température en mesurant l'écart entre la position du pic Raman obtenue sur le composant à canal ouvert et à canal pincé. Il faut néanmoins que la valeur de  $V_{DS}$  soit identique dans les deux cas. Ainsi, les contraintes piézoélectriques sont semblables, ce qui limite leur influence sur l'estimation de la température. En effet, Beechem *et al.* [170] rapportent que, sur des structures AlGaIn/GaN sur SiC, quand le composant est à canal pincé, une tension  $V_{DS}$  de 10 V induit un déplacement de  $0,1 \text{ cm}^{-1}$ , et une tension d'environ 50 V induit un décalage de la position du mode  $E_2(\text{high})$  supérieur à  $0,3 \text{ cm}^{-1}$ , ce qui représente une contrainte d'environ 200 MPa. Ces mesures ont été réalisées dans des conditions où l'auto-échauffement est négligeable. De plus, pour mesurer simultanément la contrainte et la température de la couche, ils proposent d'étudier simultanément la variation de la position des modes de vibration  $E_2(\text{high})$  et  $A_1(\text{LO})$  du GaN [180]. Cela implique de connaître de manière indépendante l'influence de la température et de la contrainte sur la position de chaque mode Raman. Pour ce faire, il faut réaliser une courbe de calibration en fonction de la température puis en fonction de la contrainte pour chaque pic. Par exemple, des coefficients de déplacement des modes  $E_2(\text{high})$  et  $A_1(\text{LO})$  du GaN en fonction de la contrainte appliquée sont respectivement de  $2,9 \text{ cm}^{-1}.\text{GPa}^{-1}$  et  $0,8 \text{ cm}^{-1}.\text{GPa}^{-1}$  d'après la référence [181]. L'utilisation des coefficients de déplacement des modes  $E_2(\text{high})$  et  $A_1(\text{LO})$  du GaN en fonction de la température et de la contrainte permet d'extraire les deux grandeurs physiques simultanément. Cependant, les valeurs de ces coefficients de déplacement dépendent de la structure de couche des composants étudiés. De plus, les temps d'acquisition nécessaires sont bien plus importants compte-tenu de la plus faible intensité du mode  $A_1(\text{LO})$ .

### *iii. La variation de la largeur à mi-hauteur*

Enfin, la troisième technique de mesure de température par spectroscopie Raman consiste à étudier la variation de la largeur à mi-hauteur de la bande Raman en fonction de la température. Physiquement, la largeur à mi-hauteur d'un pic est inversement proportionnelle à la durée de vie du mode de vibration [169]. La durée de vie d'un phonon se traduit comme la quantité de temps où le phonon peut se propager à travers le réseau cristallin avant d'être diffusé [182]. Une largeur à mi-hauteur faible indique que le matériau sondé a une bonne qualité cristalline [181]. Cependant, la largeur à mi-hauteur est également influencée par les contraintes mécaniques présentes au sein des matériaux ainsi que par les contraintes piézoélectriques induites par la polarisation appliquée à des transistors HEMTs AlGaIn/GaN [170].

La variation de la largeur à mi-hauteur est donnée par la relation empirique I-26 [176, 179] :

$$\Gamma(T) = \Gamma_0 \cdot \left( 1 + \frac{2}{e^{\frac{\hbar\delta_0}{2k_B T}} - 1} \right) \quad \text{Equation I-26}$$

Dans cette équation,  $\Gamma(T)$  et  $\Gamma_0$  représentent respectivement les largeurs à mi-hauteur des bandes Raman à la température  $T$  et à  $T = 0$  K,  $\hbar$  et  $k_B$  sont respectivement la constante réduite de Planck et la constante de Boltzmann et  $\delta_0$  représente la position du mode Raman à  $T = 0$  K. Généralement, on utilise la largeur à mi-hauteur du mode  $E_2(\text{high})$  puisqu'il est plus intense que le mode  $A_1(\text{LO})$ , ce qui offre une meilleure précision de mesure [179]. L'utilisation de la largeur à mi-hauteur d'un pic Raman est beaucoup moins répandue que la variation de la position ou le rapport d'intensité car sa mesure est moins précise que celle de la position du pic, ce qui conduit à une incertitude de mesure plus importante [56].

### c) Utilisation de microthermomètres Raman

Comme précisé précédemment, le GaN est un matériau transparent à la lumière visible. La température mesurée à partir de la variation de la position ou de la largeur à mi-hauteur du mode de vibration  $E_2(\text{high})$  de ce matériau est alors moyennée sur la totalité de l'épaisseur de la couche quand la longueur d'onde du laser appartient au domaine du visible. La valeur mesurée est alors sous-estimée par rapport à la valeur maximale de température qui se trouve au niveau du canal d'électrons. Afin de s'approcher de cette valeur maximale, la littérature propose d'utiliser des microparticules déposées à la surface du composant. Ces dernières sont assimilées à des microthermomètres Raman permettant la mesure de la température de la couche sous-jacente. Plusieurs matériaux ont été utilisés : le  $\text{CeO}_2$  [176], le  $\text{TiO}_2$  sous sa forme anatase [183, 184] et le diamant [185]. L'avantage de cette technique est qu'elle est indépendante de la nature de la surface sur laquelle sont déposées les particules. Ainsi, il devient possible d'estimer par spectroscopie Raman la température d'auto-échauffement des surfaces métalliques du transistor, à savoir les contacts ohmiques, les plaques de champ, le contact de grille... Cela présente un avantage conséquent puisque les métaux sont insensibles à l'effet Raman. De plus, les mesures de température volumiques présentées précédemment restent possibles, même après le dépôt des microparticules [56, 176].

Le choix de la microparticule dépend de la gamme de température étudiée. Par exemple, comme rapporté par Lundt *et al.* [183], la variation de la position du pic du  $\text{TiO}_2$  est linéaire quand la température varie entre l'ambiante et 200 °C. Pour des températures supérieures, la variation de la position du pic en fonction de la température induit des non-linéarités dans le déplacement du mode Raman rendant l'exploitation des résultats plus complexe. C'est pourquoi l'utilisation des microparticules de  $\text{TiO}_2$  sous leur forme anatase est préférable pour effectuer des mesures de température entre 0 et 200 °C. Pour cette même gamme de température, la position de la bande Raman  $F_{2g}$  du  $\text{CeO}_2$  est également linéaire

[176]. Enfin, les microparticules de diamant présentent l'avantage d'avoir une bonne conductivité thermique, d'être transparentes à la lumière visible et de permettre de faire des mesures en régime établi ainsi qu'en régime transitoire, comme démontré par Simon *et al.* [185]. Cependant, l'intensité de la diffusion Raman du mode  $T_{2g}$  des microparticules de diamant sondées par une excitation appartenant au domaine du visible est faible. Il est donc préférable de travailler avec un laser UV sur ce matériau [56]. L'étude du comportement des microparticules d'oxyde en régime transitoire n'a, à notre connaissance, jamais été rapportée dans la littérature.

## 5. Comparaison des avantages et des inconvénients des méthodes optiques

Les diverses techniques optiques présentées dans cette partie sont régulièrement utilisées pour mesurer la température de fonctionnement de composants électroniques à base de GaN. Les informations principales telles que la résolution spatiale, la résolution temporelle ou diverses remarques spécifiques à chaque méthode sont regroupées dans le Tableau I-3 ci-dessous. On peut y voir que la spectroscopie infrarouge présente la meilleure résolution en température parmi les méthodes optiques présentées ici, avec une valeur de 50 mK. Cependant, la résolution spatiale est limitée puisqu'elle ne peut excéder 3  $\mu\text{m}$ . Dans ces conditions, la température est moyennée sur une zone conséquente. Comme les espaces grille-drain peuvent être de très faibles dimensions dans les composants RF, l'utilisation de cette technique peut entraîner une sous-estimation de la température de fonctionnement des transistors. Cette technique permet néanmoins de faire une cartographie rapide de la surface. La résolution en température de la micro-photoluminescence est importante, de l'ordre de 1  $^{\circ}\text{C}$ . Cependant, la résolution spatiale rapportée est de 3  $\mu\text{m}$ , ce qui moyenne la température sur une zone importante. De plus, à notre connaissance, aucune étude n'a été menée en régime transitoire avec cette méthode contrairement à la spectroscopie Raman et à la thermoréflectance qui ont déjà été utilisées pour estimer la température d'auto-échauffement de composants polarisés en régime impulsionnel. Ces deux dernières techniques présentent des résolutions spatiales et en température similaires, de 1  $\mu\text{m}$  et de  $\pm 5$   $^{\circ}\text{C}$ , respectivement. La principale différence est que la thermoréflectance permet de faire des mesures de température sur des métaux, ce qui n'est pas possible avec la spectroscopie Raman classique. L'utilisation de microparticules déposées à la surface des échantillons afin de les utiliser comme des microthermomètres Raman permet de contourner ce problème.

	<b>Spectroscopie IR [39, 119, 123]</b>	<b>Photoluminescence [119, 131]</b>	<b>Thermoréflectance [149-153, 164]</b>	<b>Spectroscopie Raman [109]</b>
<b>Résolution spatiale</b>	> 3 $\mu\text{m}$	3 $\mu\text{m}$	< 1 $\mu\text{m}$	< 1 $\mu\text{m}$
<b>Résolution en température</b>	$\pm 0,05$ °C	$\pm 1$ °C	$\pm 5$ °C Dépendant du $C_{th}$ Valeur rapportée par Microsanj : 0,1 °C	$\pm 5$ °C Dépendant du matériau
<b>Résolution temporelle</b>	$\sim 1$ $\mu\text{s}$	-	$\sim$ qqs $10^{nes}$ ns Valeur la plus faible rencontrée dans la littérature : 800 ps	$\sim$ qqs $10^{nes}$ ns
<b>Possibilité de cartographie</b>	Oui	Oui	Oui	Oui, mais nécessite un temps d'acquisition important
<b>Remarques</b>	Nécessite de connaître l'émissivité $\epsilon$ en chaque pixel de la caméra CCD	Ne fonctionne pas sur les métaux  Nécessite $E_{excitation} > \text{gap}$  Peut induire la création de photoporteurs	Signal intense sur les métaux, moins sur les semiconducteurs	La spectroscopie Raman conventionnelle ne fonctionne pas sur les matériaux métalliques  Permet des mesures en surface et des mesures en volume en utilisant des microthermomètres Raman

Tableau I-3 : Comparaison des caractéristiques des différentes méthodes optiques.

#### IV. Conclusion du Chapitre I

Dans ce chapitre nous avons énuméré et décrit quelques techniques de caractérisation physique et thermique de composants à base de GaN. La première partie a présenté des techniques de caractérisation de pièges électriques. Il est indispensable d'être en mesure de caractériser les pièges électriquement actifs puisqu'ils ont un impact important sur les caractéristiques électriques des transistors, et donc sur leur performance et leur fiabilité. La présence de pièges électriques peut avoir une influence sur le courant de drain  $I_{DS}$ , et donc sur la puissance dissipée par le transistor, impactant directement la mesure de température.

Pour mettre en évidence ces effets de pièges électriques, la littérature propose d'étudier la variation temporelle de grandeurs électriques telles que le courant de drain, la

tension de seuil de la diode de grille, la capacité de la couche barrière... Ces techniques de caractérisation permettent également de déterminer la position des pièges ainsi que leur énergie d'activation, leur section efficace de capture ou leurs constantes de temps de piégeage ou de dépiégeage. Bon nombre d'articles scientifiques mettent en avant des effets de pièges électriques en utilisant une multitude de techniques de caractérisation.

Les valeurs d'énergie d'activation estimées sont dépendantes des techniques utilisées. En effet, avec des techniques telles que la DLTS, il est possible de mesurer des énergies d'activation jusqu'à 1 eV. Pour caractériser des pièges profonds, il est plutôt d'usage d'utiliser des techniques de photoionisation ou la DLOS. Ainsi, des pièges dont l'énergie d'activation est supérieure à l'électronvolt peuvent être identifiés.

En plus de la caractérisation de pièges électriques, nous nous sommes intéressés aux techniques couramment utilisées pour mesurer la température de composants électroniques. Il est important de déterminer la valeur maximale de température au sein du composant puisqu'elle peut diminuer drastiquement sa durée de vie, à l'instar de sa fiabilité. Il existe trois grandes méthodes de mesure de température : les méthodes par contact physique, les méthodes électriques et les méthodes optiques.

Les méthodes électriques permettent de mesurer une température moyenne de fonctionnement sur le transistor, y compris pour des composants emballés, ce qui est un avantage indéniable n'étant pas permis par les autres techniques de mesure de température. De plus, les outils de caractérisation utilisés sont couramment disponibles dans les laboratoires de recherche rendant ces techniques peu coûteuses à mettre en œuvre. Cependant, la température est moyennée sur l'ensemble du canal d'électron, ce qui peut induire une sous-estimation de la température maximale du composant.

Les méthodes par contact physique permettent de réaliser des mesures de température de manière localisée sur le composant en déposant un capteur à la surface. Elles permettent donc de s'approcher de la valeur du pic de température en surface du transistor tout en tenant compte de la résolution spatiale et de la résolution en température de la technique utilisée. Ces résolutions sont d'ailleurs très importantes pour la technique utilisant la spectroscopie en champ proche. Cependant, cela nécessite un accès direct avec la surface et peut demander des temps d'acquisition longs pour déterminer la distribution de la température sur une surface importante.

La thermographie par cristaux liquides est utilisée pour détecter des points chauds à la surface de cartes électroniques. Cependant, ils impliquent de recouvrir la surface de peinture noire afin d'augmenter le contraste, ce qui rend l'essai destructif. L'ajout de cette couche de peinture peut également modifier la dissipation thermique du composant.

La troisième technique consiste à ajouter une micro-résistance à la surface du composant afin de l'utiliser comme micro-capteur de température. Cependant, cela

complexifie les procédés technologiques de fabrication du composant et rend cette méthode peu adaptée aux problématiques de mesure de température sur les composants industriels.

Enfin, les méthodes optiques utilisent l'interaction entre la lumière et la matière. Ces techniques sont très couramment utilisées et présentent les meilleures résolutions spatiales tout en permettant de faire des cartographies thermiques avec des temps d'acquisition modérés. Les méthodes optiques, tout comme les méthodes par contact physique nécessitent cependant d'avoir un accès direct à la surface du composant, ce qui empêche de réaliser des mesures sur des composants packagés.

La spectroscopie infrarouge reste la technique la plus couramment utilisée puisqu'elle est simple à mettre en œuvre et ne nécessite pas de préparation préalable de la surface. Cependant, la résolution spatiale de la mesure est au mieux de 3  $\mu\text{m}$ .

La photoluminescence semble être une technique prometteuse pour mesurer la température dans la zone proche du canal d'électron. En effet, la profondeur de pénétration des ondes électromagnétiques UV utilisées comme source excitatrice est de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres dans le GaN, ce qui fait que la mesure de température est réalisée dans une zone proche du canal d'électrons. Cependant, cela induit également la création de photopoteurs, ce qui nous éloigne des conditions normales de fonctionnement du transistor. De plus, aucune étude ne rapporte de mesures en régime impulsionnel avec cette technique.

Enfin, la thermoréflectance et la spectroscopie Raman présentent des résolutions spatiales et en température similaires, respectivement de 1  $\mu\text{m}$  et quelques dizaines de nanosecondes.

La thermoréflectance est une méthode qui semble particulièrement adaptée à la caractérisation thermique des surfaces métalliques. Quelques études rapportent des mesures réalisées à la surface du semiconducteur. Cependant, elles nécessitent d'utiliser des sources lumineuses dont l'énergie est supérieure à la largeur de bande interdite. Cela induit la création de photoporteurs, ce qui modifie la concentration de porteurs dans le canal et donc les conditions de fonctionnement du transistor.

Enfin, la spectroscopie Raman permet de mesurer la température en volume des couches de semiconducteur des composants. Il est ainsi possible d'estimer la température au niveau des différentes couches. Cependant, cette technique ne permet pas de mesurer l'auto-échauffement des surfaces métalliques. Quelques équipes de recherche proposent de déposer des microparticules à la surface du composant afin de les utiliser comme microthermomètres Raman. En considérant qu'elles ont une température similaire à celle de la surface sous-jacente, il devient possible de déterminer la température de la surface du semiconducteur et des surfaces métalliques.

## Chapitre II : Utilisation simultanée de mesures électriques impulsionnelles et des techniques de photoionisation pour l'analyse de pièges électriques existant dans les transistors HEMTs AlInN/GaN



## I. Introduction

Il est connu que les effets de pièges électriques peuvent avoir des conséquences néfastes aussi bien sur les performances électriques des transistors de type HEMTs de la filière GaN que sur leur fiabilité [7, 60, 93, 134, 186-189]. Par conséquent, l'analyse de ces effets de pièges est cruciale pour améliorer les procédés technologiques menant à la réalisation de ces composants et leur robustesse. Les origines de ces pièges sont diverses. En effet, ils peuvent être créés durant les étapes technologiques de fabrication des composants, induits par les paramètres de polarisation utilisés en mode opérationnel et/ou engendrés par l'environnement radiatif dans lesquels ils fonctionnent [7, 64-71].

La caractérisation des phénomènes de piégeage et de dépiégeages des porteurs tels que les électrons ou les trous peut être effectuée par différentes techniques telles que la spectroscopie en régime transitoire des niveaux de pièges profonds, ou DLTS en anglais [190], la I-DLTS, qui étudie les niveaux de pièges électriques par DLTS en utilisant le régime transitoire du courant [191], les mesures de gate-lag et de drain-lag [192], les mesures électriques en régime pulsé [193], les mesures utilisant la photoionisation [194], l'électroluminescence [195], ou la DLOS, soit un mélange de la technique DLTS et des techniques de photoionisation [196]. Tous ces moyens d'analyses permettent d'obtenir de nombreuses informations physico-chimiques afin de caractériser les pièges électriques responsables de la dégradation des performances électriques des composants de la filière GaN. Ainsi, il est possible d'identifier les zones où sont localisés ces pièges et de déterminer leur énergie d'activation.

Cependant, il est difficile de comparer toutes les informations issues des différentes techniques permettant la caractérisation des pièges parce qu'elles sont fortement dépendantes des paramètres expérimentaux utilisés durant les mesures.

En effet, le choix des paramètres de polarisation utilisés pour mettre en évidence le phénomène de piégeage, la durée des impulsions électriques appliquées aux composants et la technique choisie pour l'extraction des constantes de temps de capture et d'émission des porteurs par les pièges peuvent avoir un impact sur les résultats obtenus [94].

De plus, ces composants polarisés en mode opérationnel sont soumis à des effets d'auto-échauffement qui peuvent rendre difficile la caractérisation de ces pièges ou de ces défauts actifs électriquement. En effet, les effets thermiques et les effets de pièges électriques sont tous deux responsables de la dégradation des performances électriques des composants. L'impact de ces pièges peut être masqué par l'auto-échauffement des composants utilisés dans certaines conditions de polarisation. Pour ces raisons, il est indispensable d'utiliser des techniques de caractérisation permettant de dissocier l'impact des effets d'auto-échauffement de celui des effets de pièges.

Toutes ces raisons justifient que la comparaison des paramètres physico-chimiques caractérisant les effets de pièges électriques issus des techniques mentionnées ci-dessus est très délicate.

L'utilisation de mesures électriques en régime impulsionnel est une technique qui permet d'analyser rapidement ces effets de pièges et de limiter les effets d'auto-échauffement des composants [197]. Elle consiste à polariser le composant à un point de polarisation de repos ( $V_{GS,Q}$ ,  $V_{DS,Q}$ ) et à appliquer des impulsions de tension de courtes durées sur les contacts de grille et de drain ( $V_{GS}$ ,  $V_{DS}$ ) afin de mesurer les caractéristiques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  du composant [3, 43, 45]. Durant l'acquisition d'une caractéristique, la polarisation au point de repos  $V_{GS,Q}$  et  $V_{DS,Q}$  reste constante. Les polarisations instantanées  $V_{DS}$  et  $V_{GS}$  varient d'un pulse à l'autre afin de tracer l'ensemble de la caractéristique électrique. Au cours d'un même pulse, l'amplitude de ces tensions reste toutefois constante.

Selon les conditions de polarisation choisies et la durée des impulsions de tension appliquées, il est possible de visualiser et de quantifier l'impact des pièges électriques sur les réseaux  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  des composants caractérisés en régime impulsionnel. Cela permet de différencier les effets de « gate-lag » de ceux de « drain-lag » [52, 197]. L'effet de gate-lag se traduit par un retard de la réponse du courant de drain à une variation de la tension de grille. De même, le drain-lag se caractérise par un retard de la réponse du courant de drain à une variation de la polarisation appliquée au drain.

Le taux d'occupation des pièges est fortement lié au fait que les impulsions de tension soient négatives ou positives et à leur durée. Étant donné que l'émission des porteurs par les pièges est plus lente que leur capture, un choix judicieux de l'amplitude et de la durée des impulsions imposées à  $V_{DS}$  et à  $V_{GS}$  peut permettre la capture des porteurs par les pièges contrairement à l'émission de porteurs piégés durant l'impulsion. Dans ces conditions, on peut penser que les phénomènes de capture et d'émission des porteurs par les pièges seront d'autant plus limités que la durée des impulsions de tension sera courte.

Toutes ces raisons ont motivé l'achat d'un banc de mesures électriques en régime impulsionnel dans le cadre du projet RIN PLACENANO 2018-2021 afin de dissocier les effets d'auto-échauffement des différents effets de pièges pouvant exister dans des composants de la filière GaN.

Cependant, l'utilisation de mesures électriques en régime pulsé ne permet pas d'évaluer directement l'énergie d'activation de ces pièges afin de les identifier. Souvent ces mesures sont couplées à des mesures de transitoires isothermes de courant drain-source [91, 94, 95, 198, 199] ou alors d'autres techniques peuvent être utilisées telles que les mesures de bruit aux basses fréquences [197, 200], d'électroluminescence [195], de DLTS et ses variantes [94], etc.

Généralement, ces techniques nécessitent d'effectuer des mesures à différentes températures et l'énergie d'activation est ensuite extraite à partir des lois d'Arrhénius [91, 94, 198]. Toutes ces méthodes sont cependant chronophages.

Ainsi, nous avons décidé de coupler les mesures électriques en régime impulsionnel avec des techniques de photoionisation afin de dissocier les effets de pièges des effets d'auto-échauffement dans un premier temps et d'extraire les énergies d'activation des pièges sans utiliser les lois d'Arrhénius dans un second temps.

Effectivement, les mesures électriques en régime impulsionnel permettront de dissocier les effets d'auto-échauffement des effets de pièges électriques en utilisant des impulsions de tension courtes et des rapports cycliques faibles afin de limiter l'auto-échauffement induit par la polarisation. Joh *et al.* [61], rapportent que l'utilisation de pulses électriques dont la durée est inférieure à la microseconde permet de conserver une température de fonctionnement identique à celle induite par la polarisation au point de repos. Ainsi, en choisissant une polarisation au point de repos ( $V_{GS,Q}$  ;  $V_{DS,Q}$ ) où la puissance dissipée par le composant est quasi nulle, on peut limiter l'auto-échauffement induit par ladite polarisation. Par conséquent, il sera possible de visualiser les différents effets de pièges existant dans les composants GaN. La combinaison de ces mesures électriques pulsées avec les techniques de photoionisation offrira la possibilité d'extraire les énergies d'activation caractéristiques des différents pièges. Assurément, cette technique est basée sur la réversibilité partielle ou totale de la chute de courant électrique induite par les pièges électriques lorsque ces composants sont soumis à des ondes électromagnétiques. De plus, il est important de noter que l'évolution du courant causée par les ondes électromagnétiques est liée à leur longueur d'onde. Par conséquent, il est possible d'identifier les niveaux d'énergie des pièges électriques en éclairant les composants avec des sources lumineuses de différentes longueurs d'onde [194, 201].

La littérature rapporte plusieurs études concernant l'identification de pièges par des mesures par photoionisation réalisées lorsque les composants à base de GaN sont polarisés en régime continu [80, 97, 194, 202]. Ces études ont porté dans un premier temps sur des transistors de type MESFET à base de GaN. Les auteurs ont identifié deux niveaux de pièges électriques responsables de l'effondrement du courant de drain et dont les énergies d'activation sont égales à 1,80 et 2,85 eV. Ils ont ensuite étudié des transistors de type HEMT pour lesquels ils ont mis en évidence deux pièges électriques ayant des énergies d'activation égales à 1,96 et 3,07 eV. Ainsi, ils ont conclu que les pièges caractérisés par les énergies d'activation égales à 1,80 et 1,96 eV sont liés à la présence de dislocations dans la couche de GaN tandis que les pièges correspondant à 2,85 et 3,07 eV sont associés à la présence d'atomes de carbone interstitiels ou de substitution.

Afin de profiter des avantages offerts par la combinaison des mesures électriques en régime impulsionnel avec des techniques de photoionisation, nous avons développé un banc de caractérisation permettant d'effectuer simultanément des mesures électriques en régime impulsionnel avec des mesures de photoionisation. Celui-ci nous a permis d'analyser les effets de pièges existant dans les transistors HEMTs AlInN/GaN et de déterminer leur énergie d'activation.

Ce chapitre se décomposera comme suit. La partie II présentera les équipements utilisés ainsi que leur principe de fonctionnement et le protocole opératoire développé pour réaliser les mesures. Nous y décrirons également la structure des transistors HEMTs étudiés et nous présenterons un schéma simplifié de la position des pièges électriques dans ces structures. Nous ferons aussi une synthèse bibliographique des études combinant les mesures électriques en régime pulsé et les techniques de photoionisation. Dans la partie III, nous mettrons en évidence la présence de pièges électriques dans les transistors AlInN/GaN

étudiés. Nous montrerons que deux longueurs d'onde spécifiques ont une influence sur les caractéristiques électriques des transistors, à savoir 633 et 950 nm. Nous analyserons l'influence de ces longueurs d'onde sur les caractéristiques électriques du composant. Cela nous permettra de déterminer la position de ces niveaux de pièges dans la structure, leur énergie d'activation ainsi que la constante de temps de piégeage des pièges électriques sensibles aux ondes électromagnétiques rouges. Enfin, nous terminerons ce chapitre par une conclusion.

## **II. Matériel et méthode utilisés**

### **A. Présentation du banc de mesure développé durant la thèse**

Au cours de ma première année de doctorat, l'équipe de l'antenne cherbourgeoise du GREYC a fait l'acquisition d'un banc de caractérisation électrique de transistors permettant de faire des mesures en régime pulsé. La Figure II-1-a ci-dessous présente une photographie du banc de caractérisation électrique en régime pulsé APMS-110V V-4 W commercialisé par MC<sup>2</sup> Technologies. Les différents éléments constitutifs y sont mis en évidence. Il se compose de deux alimentations continues alimentant deux têtes de polarisation, l'une pour la grille et l'autre pour le drain. Les deux alimentations permettent de polariser le drain du composant entre 0 et 120 V et la grille entre -20 et 10 V. Les têtes de polarisation permettent de générer les pulses électriques. Deux sondes hyperfréquences sont présentes au niveau de la station sous pointes afin de polariser le transistor. Elles sont visibles dans l'encart en bas à gauche de la Figure II-1-a, présentant un zoom de la station sous pointes. Afin d'assurer le contact électrique entre les sondes hyperfréquences et les plots d'épaissement des contacts métalliques du composant, on utilise deux micro-positionneurs, un pour la grille et un pour le drain, permettant d'assurer les déplacements suivant les axes Ox, Oy et Oz. Pour contrôler visuellement leur position, on utilise la binoculaire munie d'un éclairage par LED. La Figure II-1-b présente un schéma simplifié du banc de caractérisation montrant les différents éléments. La configuration, l'acquisition, le traitement et l'exportation des données expérimentales sont faites à l'aide d'un logiciel qui a été développé par MC<sup>2</sup> Technologies spécialement pour nous.

Dans ce chapitre les largeurs de pulses électriques utilisées sont comprises entre 400 ns et 100  $\mu$ s. Sauf en cas d'indication contraire, le rapport cyclique est de 0,5%. Chaque point expérimental représente une valeur moyennée sur 256 mesures réalisées de manière successive. Tous ces aspects sont traités automatiquement par le logiciel.

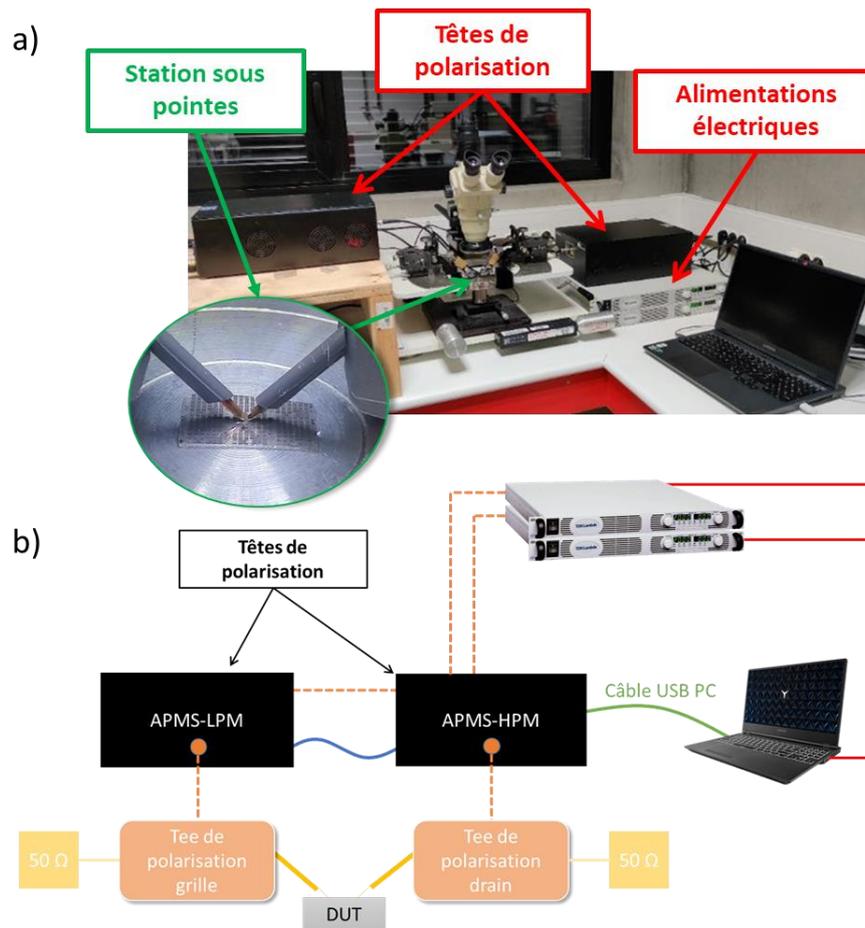


Figure II-1 : (a) Photographie du banc de caractérisation électrique en régime pulsé APMS 110V V4 W. L'encart présente un zoom au niveau d'un composant sous la station sous pointes. (b) Représentation schématique du banc de caractérisation électrique fonctionnant en régime continu et impulsionnel.

Afin de déterminer l'énergie d'activation des pièges électriques présents dans la structure, nous avons associé conjointement le banc de caractérisation électrique et un spectrophotomètre TRIAX 320 commercialisé par Horiba Scientific. Ce dernier, présenté sur la Figure II-2-a, permet d'émettre une onde électromagnétique monochromatique à partir d'une lampe halogène au tungstène d'une puissance de 100 W. Le chemin optique interne au spectrophotomètre est représenté schématiquement sur la Figure II-2-b. La lampe halogène est une source de lumière blanche. Un ensemble de miroirs permet de diriger la lumière blanche issue de la lampe vers un réseau de diffraction de  $1\,200\text{ traits.mm}^{-1}$ , comme représenté par les pointillés oranges. Un second ensemble de miroirs permet de diriger la lumière diffractée vers la sortie de l'équipement, comme représenté schématiquement par les pointillés verts. La largeur de la bande spectrale émise est d'environ 1 nm, ce qui permet de sélectionner précisément la longueur d'onde et donc l'énergie de l'onde émise. Le système est capable d'émettre des ondes électromagnétiques ayant des longueurs d'onde comprises entre 300 et 1 500 nm, donc pour des énergies comprises entre 4,1 et 0,8 eV, respectivement. On peut modifier la longueur d'onde émise en modifiant l'orientation du réseau de diffraction

déposé sur une tourelle mobile dont la position est contrôlée grâce à un logiciel pilotant le système.

Les ondes électromagnétiques monochromatiques émises par le spectrophotomètre sont ensuite conduites à l'aide d'une fibre optique vers le composant polarisé. Nous avons mesuré la puissance lumineuse à l'aide d'un fluxmètre de marque Laserpoint. Pour les longueurs d'onde utilisées dans cette étude, nous avons mesuré une puissance lumineuse de l'ordre de 1 mW en sortie de la fibre optique, donc au niveau du composant. Avec une puissance lumineuse faible, on s'affranchit des effets d'échauffement dus aux ondes électromagnétiques.

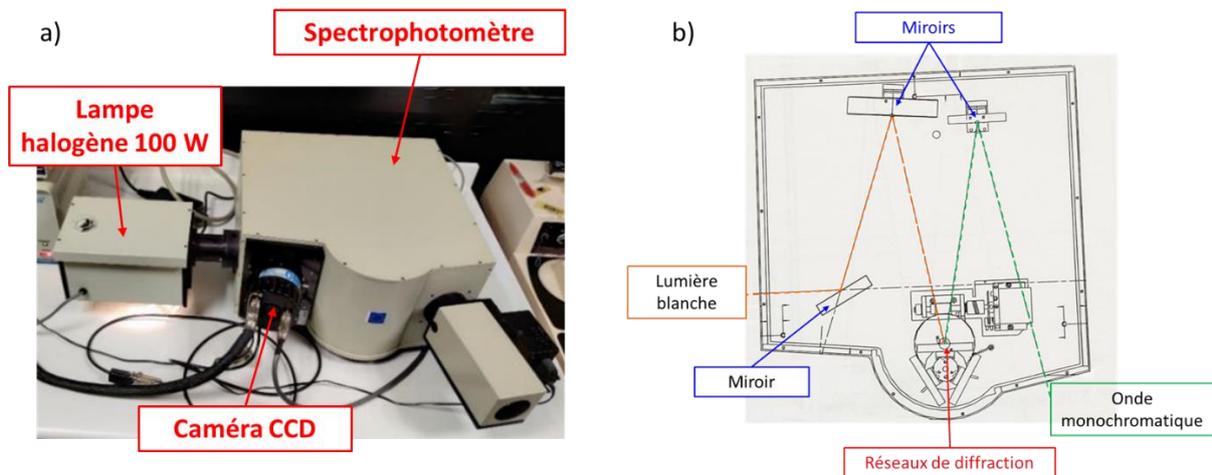


Figure II-2 : (a) Photographie du spectrophotomètre mettant en évidence les éléments constitutifs et (b) représentation schématique du chemin optique interne de l'équipement.

## B. Présentation de la structure des transistors HEMTs AlInN/GaN étudiés

Dans un second temps, nous allons nous intéresser à la structure des transistors de type HEMT AlInN/GaN étudiés qui nous ont été fournis par l'IEMN. Afin de faciliter la compréhension, une vue schématique en coupe de la structure est présentée sur la Figure II-3. Une couche tampon de GaN de 3  $\mu\text{m}$  d'épaisseur non intentionnellement dopée a été déposée par évaporation de métallo-organiques en phase vapeur (ou *Metal Organic Chemical Vapor Deposition* en anglais, abrégé par *MOCVD*) sur un substrat de saphir de 300  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Afin de créer le canal bidimensionnel d'électrons, une couche barrière de 11 nm d'AlInN non intentionnellement dopée a été déposée à la surface de la couche de GaN. Le taux d'indium est de 18,4%. Ainsi, la couche d'AlInN est quasiment accordée en maille avec la couche de GaN [203], ce qui minimise les effets de contraintes. En effet, l' $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$  est accordé en maille avec le GaN à  $\pm 0,5\%$  quand  $x$  est compris entre 14 et 22% [204]. Afin de maximiser la concentration de porteurs dans le canal, une couche d'AlN de 1 nm d'épaisseur a été déposée entre la couche buffer et la couche barrière. Des mesures par effet Hall ont permis

de déterminer une concentration de porteurs dans le canal d'électrons  $N_s = 1,9 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  tandis que leur mobilité est de  $1\,230 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . La résistance  $R_{\square}$  a été estimée à  $330 \, \Omega$ . Les contacts ohmiques de drain et de source ont été réalisés en évaporant des contacts en Ti/Al/Ni/Au recuits à  $900 \, ^\circ\text{C}$  sous une atmosphère d'azote pendant 30 s. Enfin, le contact de grille en T a été obtenu en évaporant des contacts en Ni/Au par évaporation par faisceau d'électrons (ou *E-beam* en anglais), formant ainsi une diode de type Schottky. Chaque composant est muni de deux doigts de grille dont les longueurs et largeurs sont respectivement de  $0,15$  et  $50 \, \mu\text{m}$ . Les distances grille-source et grille-drain sont respectivement de  $1$  et  $1,5 \, \mu\text{m}$ . Ces composants n'ont pas été passivés. L'isolation électrique des composants les uns des autres a été réalisée par gravure plasma. Dans ce chapitre, nous avons étudié dix composants identiques.

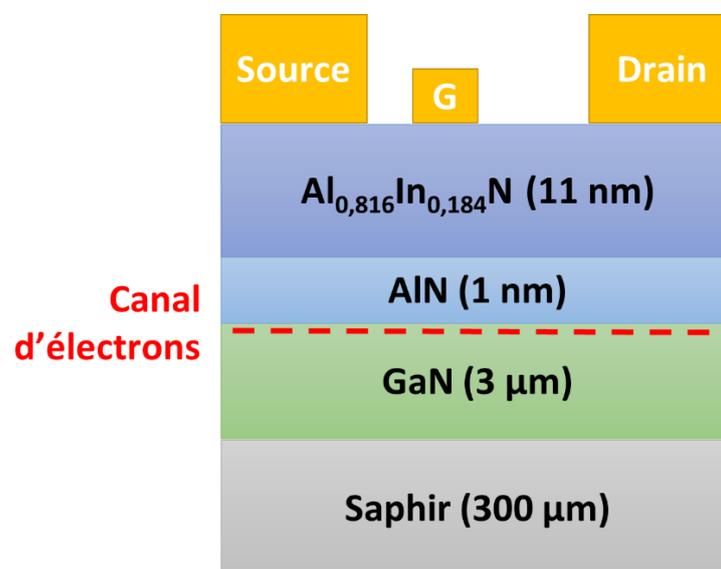


Figure II-3 : Vue en coupe schématique de la structure des transistors HEMTs AlInN/GaN réalisés sur un substrat de saphir.

### C. Localisation des pièges électriques dans les composants de la filière GaN

Comme nous l'avons vu au cours du premier chapitre de ce mémoire, les pièges électriques peuvent avoir différentes origines et peuvent être situés au niveau des différentes couches ou interfaces du composant. La Figure II-4 présente une vue schématique en coupe d'un transistor de type HEMT à base de GaN illustrant la position des pièges électriques pouvant être rencontrés dans ces structures. Chacun des pièges peut induire la variation d'un ou plusieurs paramètres électriques du composant. Dans ce paragraphe, nous allons essayer d'associer la position d'un piège et son impact sur les caractéristiques électriques d'un transistor.

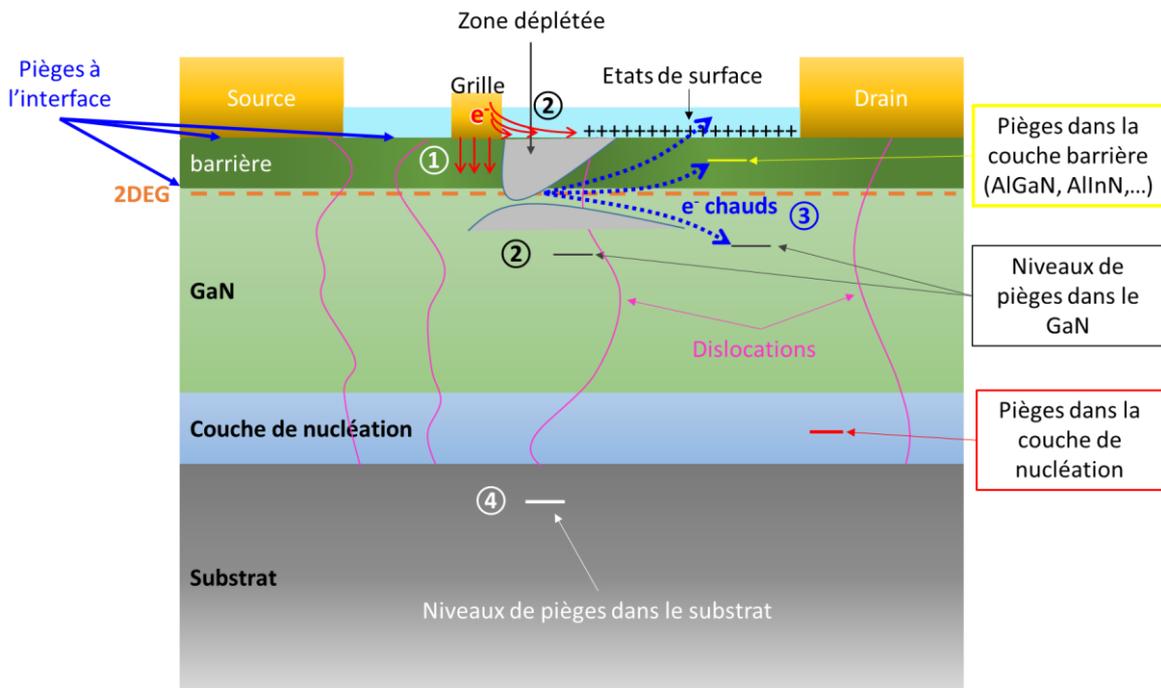


Figure II-4 : Schéma présentant la localisation des pièges électriques couramment rencontrés dans les structures de type HEMT à base de GaN.

Le marqueur ① de la Figure II-4 présente le phénomène d'injection de porteurs depuis la grille vers les niveaux de pièges présents dans la couche barrière. Ces pièges sont situés directement sous le contact de grille et peuvent induire une variation de la tension de pincement  $V_{TH}$  [8].

Le mécanisme représenté par le chiffre ② représente l'injection d'électrons depuis le contact de grille vers des pièges présents au niveau de la surface du composant quand la tension  $V_{GS}$  est négative. Les électrons piégés compensent alors les charges électriques de la surface du semiconducteur. Ce phénomène est connu sous le nom de gate-lag. Par conséquent, ce phénomène engendre une extension de la zone déplétée présente sous la grille, représentée par la zone grise [52, 53, 73]. Tout se passe comme si un second contact de grille, nommée grille virtuelle, existait entre les contacts de drain et de source. Dans ces conditions, le potentiel du contact de grille est contrôlé par la polarisation électrique appliquée sur la grille du composant et le potentiel de la grille virtuelle est lié à la quantité de charges électriques piégées dans la région d'accès grille-drain [189, 205]. La variation du potentiel de la grille virtuelle est alors dépendante de la constante de dépiégeage des électrons. Ainsi, si  $V_{GS} < 0$  V, un phénomène de gate-lag apparaît, c'est à dire un retard de la réponse du courant de drain à une variation brusque de la polarisation appliquée sur la grille [64]. Cet effet de gate-lag peut également être engendré par les pièges électriques profonds situés sous le canal, dans la couche de GaN [8, 74].

Lorsqu'on applique une tension  $V_{DS}$  suffisamment importante, le champ électrique dans la région grille-drain est suffisamment élevé pour permettre aux électrons présents dans le canal de s'en échapper. On parle alors d'électrons chauds. Ils sont représentés par le

symbole ③ sur la figure ci-dessus. Ces derniers peuvent alors être capturés par des pièges présents dans la couche de passivation, la couche barrière ou la couche de GaN [52, 53, 73]. Il peut donc se produire des phénomènes de d'émission (de capture) de porteurs depuis (vers) ces niveaux de pièges. Les constantes de temps de capture sont beaucoup plus faibles que les constantes de temps d'émission. Si on applique une impulsion positive de  $V_{DS}$ , les électrons du canal vont être injectés dans le buffer et capturés par des niveaux de pièges profonds. Dans ces conditions, on peut observer une diminution du courant de drain  $I_{DS}$ . Si la tension  $V_{DS}$  diminue, le champ électrique diminue également et les pièges vont réémettre les porteurs capturés. Cependant, ce phénomène de libération est dépendant des constantes de dépiégeage des pièges [52]. D'après Meneghesso *et al.* [188], les constantes de temps de ces pièges électriques sont comprises entre  $10^{-5}$  et  $10^{-4}$  s. Les électrons, une fois libérés, seront alors en mesure de participer à la conduction du courant. Cependant, si la durée des pulses électriques de drain est inférieure à la constante de temps de dépiégeage, il y a alors un phénomène d'effondrement du courant de drain, appelé drain-lag, qui induit un retard de la réponse du courant de drain à une variation brusque de la tension  $V_{DS}$  [52]. Les électrons chauds peuvent également générer des pièges électriques induisant la dégradation des performances électriques du transistor.

Enfin, il existe également des niveaux de pièges électriques présents dans le substrat comme représenté par le marqueur ④ sur la Figure II-4. Ces derniers sont responsables des courants de fuite dans la structure. En effet, ces niveaux de pièges électriques et les dislocations dans les couches de semiconducteurs peuvent induire une conduction électrique parasite par le substrat.

#### **D. Synthèse des études combinant les mesures impulsionnelles I-V et la photoionisation rapportées dans la littérature**

A notre connaissance, il n'est pas courant d'analyser les effets de pièges dans les transistors à base de GaN en réalisant simultanément des mesures électriques en régime pulsé avec des études de photoionisation. Cependant, Nagarajan *et al.* [134] ont récemment étudié l'impact des pièges électriques sur le comportement électrique de transistors de types HEMT et MIS-HEMT AlGaIn/GaN. Pour ce faire, ils ont utilisé des mesures I-V impulsionnelles et une LED UV de longueur d'onde  $\lambda = 365$  nm.

Ainsi, ils ont montré que le piégeage de charges électriques dans les transistors HEMTs AlGaIn/GaN est principalement induit par des états de surface tandis qu'il est induit par des niveaux de pièges électriques présents dans l'oxyde de grille en SiN et dans la couche buffer de GaN pour les transistors MIS-HEMTs. De plus, ils ont mis en évidence que la forte densité de pièges électriques présents à la surface des transistors HEMTs non passivés conduit à la diminution du courant de drain quand la polarisation au point de repos  $V_{GSQ}$  varie de 0 à -2 V et que  $V_{DSQ}$  reste égal à 0 V. Dans le même temps, une augmentation de la résistance d'accès est observée.

Quand le composant est illuminé par la LED UV, une réduction de l'effondrement du courant de drain est observée [134]. La diminution du courant de drain lorsque le composant est polarisé en régime pulsé avec  $V_{GS,Q}$  variant de 0 à -2 V est moins prononcée pour un transistor MIS-HEMT puisque la probabilité de capture de porteurs par des états de surface est plus faible que pour des composants HEMTs non passivés. De plus, quand le composant est illuminé avec des UV, la diminution du courant de drain et la variation de la tension de pincement vers des valeurs plus négatives en fonction de  $V_{GS,Q}$  sont plus prononcées, tandis que l'augmentation de la résistance d'accès est significativement réduite.

### **III. Analyse des effets d'éclairement sur les caractéristiques électriques de composants polarisés en régime impulsionnel**

#### **A. Mise en évidence des effets de pièges électriques dans les composants AlInN/GaN lorsque les mesures électriques sont réalisées à l'obscurité**

La Figure II-5 présente les caractéristiques électriques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  du composant mesurées à l'obscurité en régime continu et en régime impulsionnel. Les mesures en régime pulsé ont été réalisées avec un point de repos imposé à ( $V_{GS,Q} = 0$  V ;  $V_{DS,Q} = 0$  V), une durée du pulse de drain égale à 500 ns et un rapport cyclique de 0,5%. La durée du pulse de grille est légèrement supérieure à celle du drain de quelques dizaines de nanosecondes pour éviter les pics de courant lors des instants de commutation. Dans cette étude,  $I_{DS,max}$  est définie comme la valeur maximale du courant de drain, c'est-à-dire la valeur de  $I_{DS}$  mesurée quand  $V_{DS} = 10$  V et  $V_{GS} = 1$  V, comme cela est présenté dans la Figure II-5. Dans le même temps,  $R_{ON}$  représente l'inverse de la pente de la caractéristique électrique dans la zone ohmique (Figure II-5) quand  $V_{DS}$  est compris entre 0,5 et 2,5 V. Nous observons une augmentation de  $I_{DS,max}$  de 603 à 826 mA.mm<sup>-1</sup> entre les mesures réalisées en régime continu et celles effectuées en régime pulsé. Cela représente une augmentation de 37%. De plus, nous pouvons observer une conductance de sortie  $g_d$  négative sur les caractéristiques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  réalisées en régime continu contrairement à celles obtenues en régime impulsionnel. Dans le même temps, nous notons que la résistance d'accès  $R_{ON}$  diminue de 61 à 55  $\Omega$  (-10%). Ces différences peuvent être expliquées par un phénomène d'auto-échauffement et/ou un effet de piège électrique visibles lorsque le composant est polarisé en régime impulsionnel contrairement au régime statique.

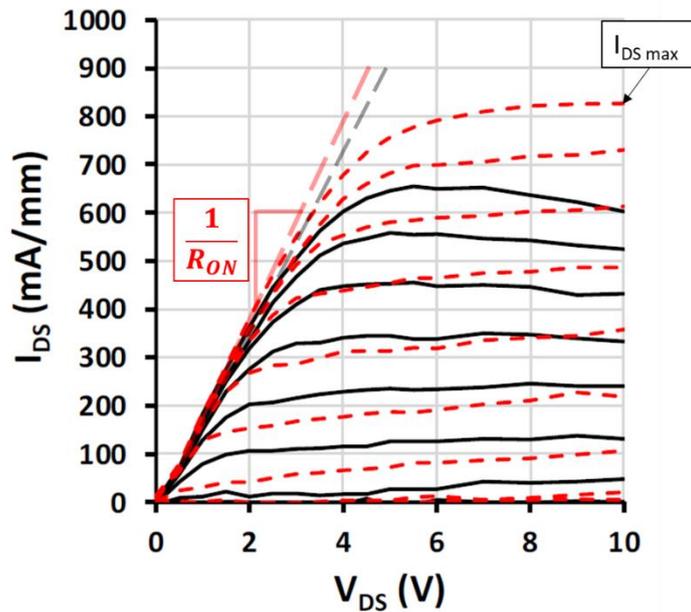


Figure II-5 : Caractéristiques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  obtenues en régime continu (courbes noires) et en régime pulsé au point de repos ( $V_{GS,Q} = 0\text{ V}$  ;  $V_{DS,Q} = 0\text{ V}$ ) avec une largeur de pulse de drain de 500 ns et un rapport cyclique de 0,5%. Toutes les acquisitions ont été faites à l'obscurité lorsque  $V_{DS}$  varie de 0 à 10 V avec un pas variable, de 0,5 V pour  $V_{DS}$  compris entre 0 et 6 V puis par pas de 1 V au-delà, et  $V_{GS}$  variant de -3 à 1 V par pas de 0,5 V.

La température d'auto-échauffement de ces transistors HEMTs AlInN/GaN a été évaluée par spectroscopie Raman. Cette technique sera détaillée dans le chapitre III. La température volumique de la couche de GaN a été estimée grâce au déplacement du mode de vibration  $E_2(\text{high})$  de ce matériau. Ainsi, nous avons estimé que la température d'auto-échauffement est proche de 105 °C quand le composant est polarisé en régime continu et qu'il délivre une densité de puissance dissipée égale à  $6\text{ W}\cdot\text{mm}^{-1}$ . Ce résultat est cohérent avec la conductance négative observée lorsque le composant est polarisé en régime statique.

Il est évident que la température d'auto-échauffement est plus faible lorsque le transistor est polarisé en régime pulsé avec un signal électrique dont la durée des pulses de tension et le rapport cyclique sont 500 ns et 0,5%, respectivement. Nous montrerons dans le chapitre III des mesures de température par spectroscopie Raman en régime impulsionnel au niveau de la surface du semiconducteur, c'est-à-dire sur une zone très proche du canal d'électron, donc du point chaud du composant. Nous avons étudié des pulses électriques de 8  $\mu\text{s}$  avec un rapport cyclique de 12,5% et une amplitude de 20 V. Dans ces conditions, nous avons estimé que la température d'auto-échauffement de la surface du semiconducteur est de 15 °C pendant les 500 premières nanosecondes du pulse électrique. Ici, la largeur de pulse est de 500 ns avec un rapport cyclique de 0,5% et une amplitude de 10 V. Nous pouvons alors en déduire que la température d'auto-échauffement dans ces conditions de polarisation sera inférieure à 15 °C, ce qui limite grandement les effets thermiques au sein du composant.

De plus, les propriétés électriques des semiconducteurs sont fortement dépendantes de la température et une augmentation de cette dernière induit une chute du courant de drain

et une augmentation de la résistance d'accès [134]. Dans notre cas, le courant de drain est plus important et la résistance d'accès est plus faible en régime pulsé qu'en régime continu ce qui confirme que l'auto-échauffement est plus important en régime continu qu'en régime pulsé. Cela est également conforté par l'absence d'effet de conductance négative lorsque les composants sont caractérisés en régime impulsionnel. Pour toutes ces raisons, nous pouvons supposer que les effets thermiques semblent alors beaucoup plus faibles lorsque les caractéristiques électriques des composants sont mesurées en régime impulsionnel qu'en régime statique. Cependant, nous ne pouvons pas affirmer que le comportement électrique du composant n'est pas impacté par un effet de pièges. En effet, il est possible que les effets d'auto-échauffement ou les effets du champ électrique masquent les effets de pièges. Par conséquent, les différences observées peuvent alors être liées à une différence d'auto-échauffement du composant en fonctionnement ou à des effets de pièges électriques.

Pour dissocier ces différents effets, nous avons décidé de mettre en lumière ces effets de pièges électriques en combinant les mesures électriques en régimes continu et pulsé avec des études de photoionisation. Pour ces raisons, l'impact d'ondes électromagnétiques incidentes d'énergie variable sur les caractéristiques électriques obtenues en régime continu et en régime pulsé a été analysé. Afin de dissocier au maximum les effets thermiques des effets de pièges, les mesures réalisées en régime pulsé ont été faites à différents points de repos. Dans ces conditions,  $V_{GSQ}$  varie entre 0 et -5 V et  $V_{DSQ}$  reste égal à 0 V. Les durées des pulses électriques utilisés ont été fixées à 500 ns avec un rapport cyclique de 0,5%.

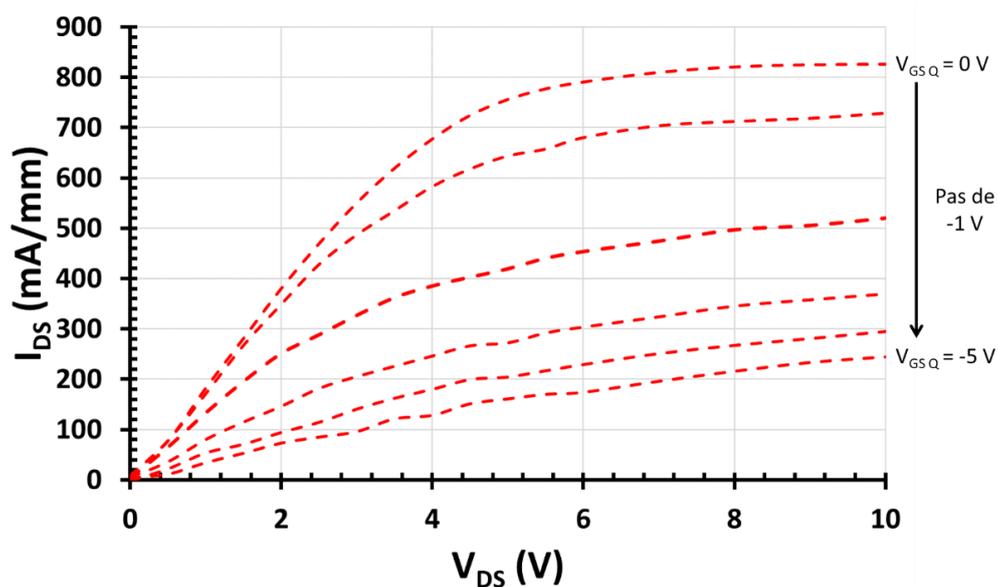


Figure II-6 : Caractéristiques électriques  $I_{DS}$  ( $V_{DS}$ ,  $V_{GSQ}$ ) obtenues en régime pulsé en fixant  $V_{DSQ} = 0$  V et en faisant varier  $V_{GSQ}$  de 0 à -5 V par pas de -1 V. La largeur de pulse et le rapport cyclique sont respectivement de 500 ns et 0,5%. Les acquisitions ont été faites à l'obscurité en faisant varier  $V_{DS}$  de 0 à 10 V avec un pas variable de 0,5 V pour  $V_{DS}$  variant de 0 à 6 V puis par pas de 1 V au-delà et en maintenant  $V_{GS} = 1$  V.

On peut observer sur la Figure II-6 une chute importante du courant de drain lorsque la polarisation au point de repos  $V_{GSQ}$  augmente (en valeur absolue). En effet,  $I_{DSmax}$  et  $R_{ON}$  varient de 826 et 55 à 244 mA.mm<sup>-1</sup> (-71%) et 290 Ω (+427%) quand  $V_{GSQ}$  varie de 0 à -5 V, respectivement. Ces variations sont très significatives et sont associées au mécanisme de gate-lag. En effet, quand le composant est polarisé à  $V_{GSQ} = -5$  V, une quantité plus importante d'électrons est capturée par les états de surface et l'effet de grille virtuelle (présentée dans la partie II.C de ce chapitre) est plus important que lorsque  $V_{GSQ} = 0$  V. Ainsi, la concentration d'électrons dans le canal est plus faible, à l'instar du courant de drain. Quand  $V_{GSQ}$  est inférieur à la tension de pincement  $V_p$ , les pulses de grille et de drain utilisés pour tracer les caractéristiques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  sont tous deux positifs. Dans ces conditions, le phénomène d'émission de porteurs depuis les pièges est prédominant. Cependant, la durée des pulses est trop faible pour permettre aux porteurs piégés d'être libérés. Ainsi, tous les pièges électriques sont remplis et aucun électron n'est émis durant les pulses instantanés de  $V_{GS}$  et  $V_{DS}$  quand  $V_{GSQ} = V_p$ . Par conséquent, il est raisonnable de penser que la densité d'électrons piégés dans les états de surface est plus élevée lorsque  $V_{GSQ} = V_p$  et diminue au fur et à mesure que  $V_{GSQ}$  évolue de  $V_p$  à 0 V. C'est pourquoi la densité d'électrons piégés augmente lorsque  $V_{GSQ}$  évolue de 0 à -5 V et par conséquent les effets de grille virtuelle et d'effondrement du courant de drain sont de plus en plus prononcés.

Afin de compléter l'analyse des effets de pièges existant dans les composants AlInN/GaN, nous avons décidé de combiner les mesures électriques en régime impulsionnel avec les techniques de photoionisation.

En effet, les mesures électriques en régime pulsé nous permettent de découpler les effets d'auto-échauffement des effets de pièges et les mesures de photoionisation offrent l'avantage de déterminer leurs énergies d'activation.

## **B. Impact de la longueur d'onde des ondes électromagnétiques utilisées pour illuminer les transistors AlInN/GaN sur leurs caractéristiques électriques**

### **1. Mesures réalisées en régime continu**

Afin d'analyser les effets de pièges mis en évidence sur la Figure II-6, nous avons étudié l'impact des ondes électromagnétiques ayant une longueur d'onde variant de 400 à 1 000 nm avec un pas de 20 nm sur les caractéristiques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  lorsque les composants sont polarisés en régime statique. Le pas est diminué lorsqu'un changement de courant ( $I_{DS}$ ) commence à être observé.

Dans ce chapitre, nous présenterons uniquement les caractéristiques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  qui ont été modifiées sous l'action des ondes électromagnétiques imposées aux composants.

La Figure II-7 présente les caractéristiques électriques mesurées à l'obscurité puis lorsque le composant est illuminé par des ondes électromagnétiques de longueur d'onde  $\lambda = 633$  et  $950$  nm (illumination rouge et infrarouge, respectivement). Dans ces conditions, le courant de drain  $I_{DS}$  est légèrement plus important sous éclairage infrarouge qu'à l'obscurité, quelles que soient les conditions de polarisation utilisées. De plus, cette élévation de  $I_{DS}$  est amplifiée quand le composant est illuminé avec une onde électromagnétique de longueur d'onde  $\lambda = 633$  nm. En effet,  $I_{DS \max}$  augmente de  $603$  à  $631$  et  $643$  mA.mm<sup>-1</sup> lorsque le composant est exposé à des longueurs d'onde de  $950$  et  $633$  nm, respectivement. Dans le même temps, la résistance d'accès diminue de  $61 \Omega$  à l'obscurité à  $60$  et  $49 \Omega$ , respectivement.

Ce résultat est surprenant car les ondes électromagnétiques infrarouges sont supposées induire un échauffement. Cependant, une augmentation de température cause une diminution de la mobilité des porteurs électriques [55], donc une diminution de  $I_{DS \max}$  et une augmentation de  $R_{ON}$ . Or, sur la figure ci-dessous, on peut noter que le courant de drain augmente et que la résistance d'accès diminue quand le composant est illuminé par des ondes infrarouges. Dans ces conditions, on peut penser que les effets d'échauffement induits par les infrarouges sont négligeables vis-à-vis des effets de pièges électriques mis en évidence.

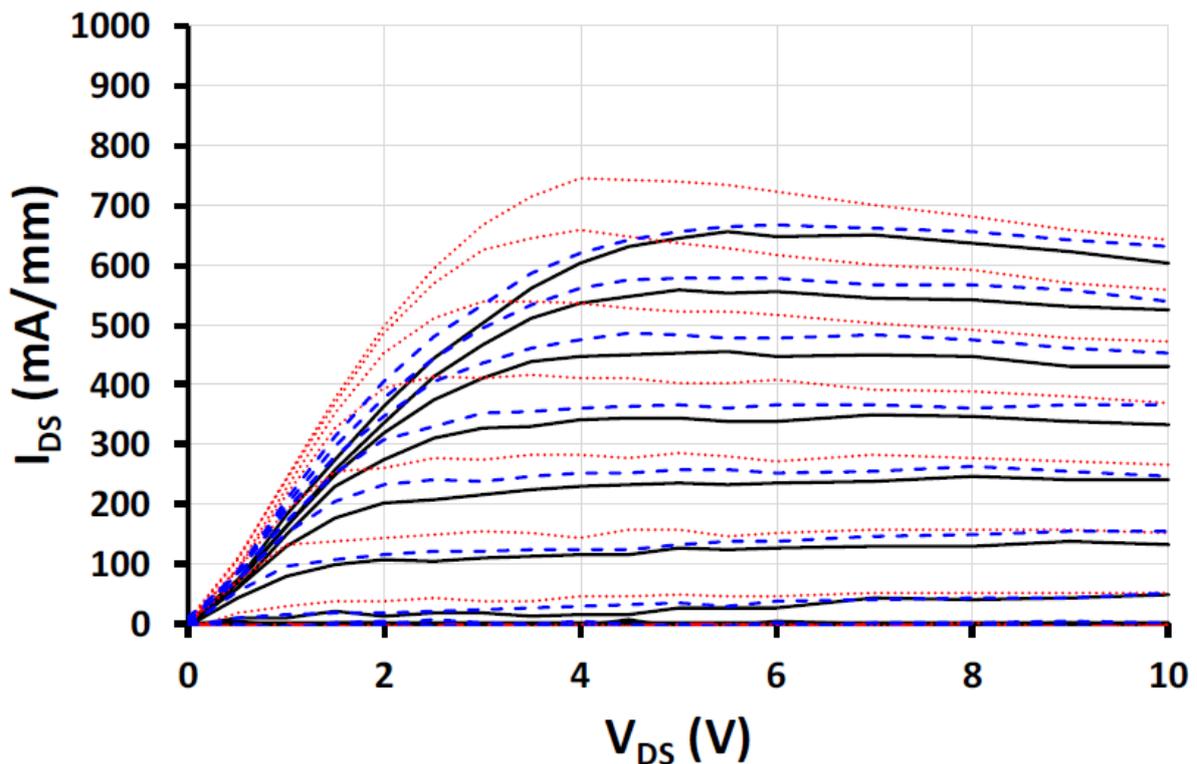


Figure II-7 : Caractéristique  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  de transistors HEMTs AlInN/GaN polarisés en régime continu à l'obscurité (courbes noires) et sous éclairage infrarouge (courbes bleues) et rouge (courbes rouges).  $V_{DS}$  varie de  $0$  à  $10$  V avec un pas variable de  $0,5$  V quand  $V_{DS}$  est compris entre  $0$  et  $6$  V, puis par pas de  $1$  V au-delà et  $V_{GS}$  varie de  $-3$  V à  $1$  V par pas de  $0,5$  V.

On peut également noter que l'effet de conductance négative est plus prononcé lorsque les caractéristiques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  sont mesurées sous une illumination rouge que sous un éclairage infrarouge et qu'à l'obscurité. Cela est certainement lié aux différences de courant observées dans ces trois cas.

## 2. Mesures réalisées en régime impulsionnel en utilisant les points de repos ( $V_{GSQ} = 0\text{ V}$ ; $V_{DSQ} = 0\text{ V}$ ) et ( $V_{GSQ} = -2\text{ V}$ ; $V_{DSQ} = 0\text{ V}$ )

L'expérience précédente a été refaite lorsque le composant est polarisé en régime pulsé en utilisant les points de repos ( $V_{GSQ} = 0\text{ V}$  ;  $V_{DSQ} = 0\text{ V}$ ) et ( $V_{GSQ} = -2\text{ V}$  ;  $V_{DSQ} = 0\text{ V}$ ) et les résultats sont présentés sur les Figures II-8-a et -b, respectivement. Ainsi, on peut noter que le courant de drain est quasiment le même que les caractéristiques électriques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  soient réalisées en imposant un point de repos ( $V_{GSQ} = 0\text{ V}$  ;  $V_{DSQ} = 0\text{ V}$ ) à l'obscurité ou sous éclairage infrarouge ( $\lambda = 950\text{ nm}$ ). Dans le même temps, une légère diminution de la résistance d'accès  $R_{ON}$  est constatée (Figure II-8-a).

Cependant l'influence de l'onde électromagnétique ayant une longueur d'onde de  $633\text{ nm}$  sur les caractéristiques électriques du composant est beaucoup plus importante. En effet, la valeur de  $I_{DS\text{ max}}$  évolue de  $826$  à  $891\text{ mA}\cdot\text{mm}^{-1}$  (+ 8%) et  $R_{ON}$  chute de  $55$  à  $43\ \Omega$  (- 22%) lorsque le composant est illuminé par des ondes électromagnétiques de longueur d'onde  $\lambda = 633\text{ nm}$ .

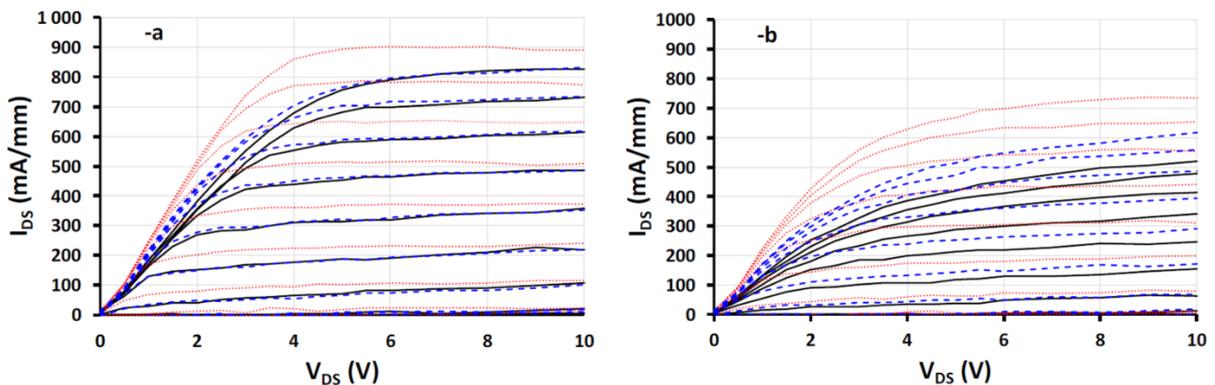


Figure II-8 : Caractéristiques électriques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  mesurées en régime pulsé à l'obscurité (courbes noires), sous illumination infrarouge (courbes bleues) et sous éclairage rouge (courbes rouges) avec des durées de pulses électriques de  $500\text{ ns}$  et un rapport cyclique de  $0,5\%$ . Les points de repos utilisés sont (a) ( $V_{GSQ} = 0\text{ V}$  ;  $V_{DSQ} = 0\text{ V}$ ) et (b) ( $V_{GSQ} = -2\text{ V}$  ;  $V_{DSQ} = 0\text{ V}$ ). La tension  $V_{DS}$  varie de  $0$  à  $10\text{ V}$  avec un pas variable, de  $0,5\text{ V}$  quand  $V_{DS}$  est compris entre  $0$  et  $6\text{ V}$  puis de  $1\text{ V}$  au-delà, et  $V_{GS}$  varie de  $-3$  à  $0\text{ V}$  par pas de  $0,5\text{ V}$ .

La Figure II-8-b présente les caractéristiques électriques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  obtenues sur le même composant avec un point de repos fixé à ( $V_{GSQ} = -2\text{ V}$  ;  $V_{DSQ} = 0\text{ V}$ ). Nous pouvons

observer que les effets de lumières sont plus importants dans ces nouvelles conditions de polarisation. En effet,  $I_{DS\ max}$  s'élève de 520 à 616 mA.mm<sup>-1</sup> (+ 19%) et  $R_{ON}$  décroît de 101 à 81  $\Omega$  (- 20%) lorsque le composant est illuminé par une onde électromagnétique de longueur d'onde  $\lambda = 950$  nm. Si le transistor est soumis à des ondes électromagnétiques de longueur d'onde  $\lambda = 633$  nm, les valeurs de  $I_{DS\ max}$  et de  $R_{ON}$  passent respectivement de 520 et 101 à 735 mA.mm<sup>-1</sup> (+ 40%) et 60  $\Omega$  (- 41%).

Cela montre que l'impact des ondes électromagnétiques ayant une longueur d'onde de 633 et 950 nm est dépendant des conditions de polarisation imposées aux transistors AlInN/GaN.

### **C. Influence du point de repos sur les caractéristiques électriques $I_{DS}$ ( $V_{DS}$ , $V_{GS}$ ) réalisées à l'obscurité et sous illumination**

Afin de mieux comprendre ces résultats, nous avons analysé minutieusement l'influence des illuminations rouge et infrarouge sur les caractéristiques électriques  $I_{DS}$  ( $V_{DS}$ ) du composant en fixant  $V_{GS} = 1$  V,  $V_{DS\ Q} = 0$  V et  $V_{GS\ Q}$  variant entre -5 et 0 V. La largeur de pulse a été maintenue à 500 ns avec un rapport cyclique de 0,5%. La Figure II-9 met en évidence une diminution de  $I_{DS\ max}$  et une augmentation de  $R_{ON}$  à mesure que  $V_{GS\ Q}$  varie de 0 à -5 V quand le composant est caractérisé à l'obscurité.

Comme expliqué dans la partie II-C de ce chapitre, le phénomène de gate-lag implique que la concentration des électrons piégés est plus importante pour  $V_{GS\ Q} = -5$  V que pour  $V_{GS\ Q} = 0$  V, ce qui induit alors un effet de grille virtuelle plus important et donc une réduction du courant de drain plus prononcée. La Figure II-9 montre également une élévation du courant de drain  $I_{DS}$  et une diminution de la résistance d'accès  $R_{ON}$  quelle que soit la valeur de  $V_{GS\ Q}$  lorsque le composant est illuminé avec des ondes électromagnétiques infrarouges à l'exception des mesures effectuées à  $V_{GS\ Q} = 0$  V et pour  $V_{DS} > 5$  V. Cela prouve que les ondes électromagnétiques infrarouges n'induisent pas d'échauffement du composant, sinon nous aurions observé une chute de  $I_{DS}$  et une élévation de  $R_{ON}$  [61]. Il est important de noter que les changements de  $I_{DS}$  et de  $R_{ON}$  sont plus prononcés quand le composant est exposé à des ondes électromagnétiques de longueur d'onde  $\lambda = 633$  nm.

Ainsi, nous pouvons affirmer que l'augmentation du courant de drain et la diminution de la résistance d'accès observées sont engendrées par la libération d'électrons piégés par des pièges électriques donneurs et/ou accepteurs remplis lorsque le composant est éclairé par les ondes électromagnétiques infrarouges ou rouges. Ces résultats semblent mettre en évidence l'existence de deux niveaux de pièges électriques différents dans les composants étudiés.

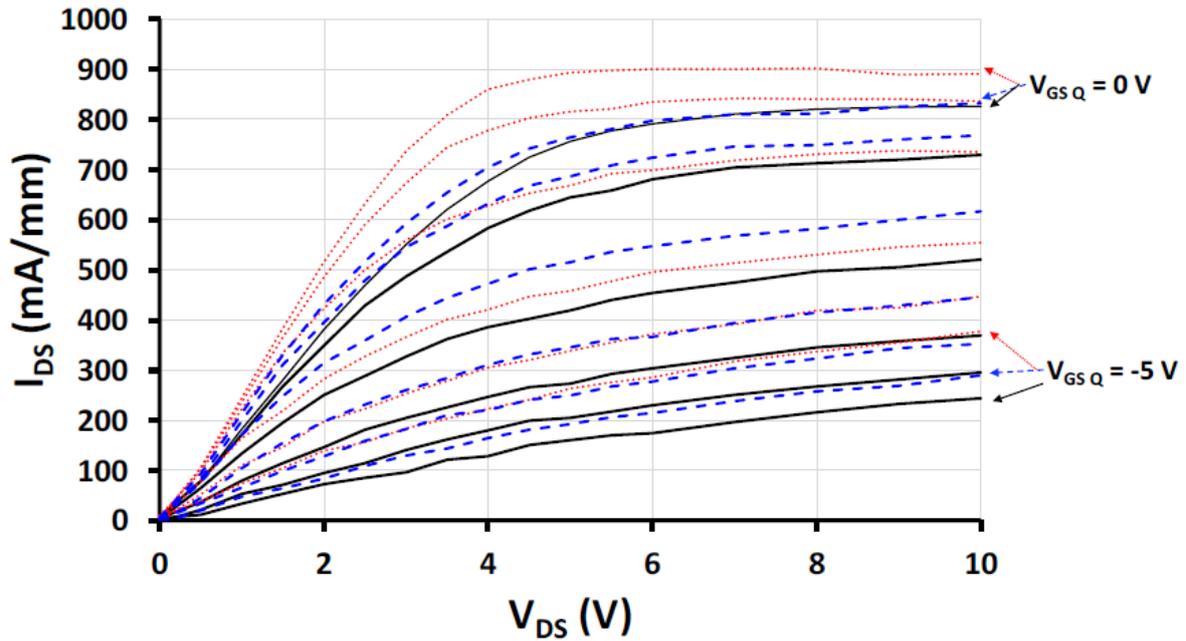


Figure II-9 : Caractéristiques électriques  $I_{DS}$  ( $V_{DS}$ ) obtenues en régime pulsé à l'obscurité (courbes noires), sous illumination rouge (courbes rouges) et infrarouge (courbes bleues) pour  $V_{GS} = 1$  V avec une polarisation au point de repos  $V_{GSQ}$  variant de 0 à -5 V par pas de -1 V en maintenant  $V_{DSQ} = 0$  V.

#### D. Etude de la variation $I_{DS \max}$ et de $R_{ON}$ en fonction de $V_{GSQ}$ lorsque les mesures électriques sont réalisées à l'obscurité et sous illumination

La Figure II-10 présente l'impact des ondes électromagnétiques infrarouge ou rouge sur les variations de  $I_{DS \max}$  ( $\Delta I_{DS \max}$ ) et de la résistance d'accès ( $\Delta R_{ON}$ ) en fonction de la tension du point de repos  $V_{GSQ}$ . Dans le même temps, la tension  $V_{DSQ}$  et la durée de l'impulsion électrique sont maintenues à 0 V et 500 ns, respectivement.

Les paramètres  $\Delta I_{DS \max}$  et  $\Delta R_{ON}$  sont respectivement définis par les équations II-1 et II-2.

$$\Delta I_{DS \max} = \left( \frac{I_{DS \max} - I_{DS \max 0}}{I_{DS \max 0}} \right) \times 100 \quad \text{Equation II-1}$$

$$\Delta R_{ON} = \left( \frac{R_{ON} - R_{ON 0}}{R_{ON 0}} \right) \times 100 \quad \text{Equation II-2}$$

Dans les équations ci-dessus, les grandeurs  $I_{DS \max 0}$ ,  $R_{ON 0}$ ,  $I_{DS \max}$  et  $R_{ON}$  sont les valeurs du courant de drain maximum et de la résistance d'accès extraites à partir des mesures

électriques réalisées en régime impulsionnel lorsque le composant est à l'obscurité et illuminé par une lumière rouge ou infrarouge, respectivement.

Dans ces conditions, nous pouvons noter que  $\Delta I_{DS\ max}$  reste proche de 20% quand  $V_{GS\ Q}$  varie de -5 à -2 V et diminue jusqu'à 1% quand  $V_{GS\ Q}$  évolue de -2 à 0 V lorsque que le composant est illuminé par des ondes infrarouges, comme cela est présenté sur la Figure II-10-a. En revanche,  $\Delta R_{ON}$  reste proche de -20% pour une variation de  $V_{GS\ Q}$  comprise entre -5 et -2 V puis il augmente jusqu'à -4% quand  $V_{GS\ Q}$  croît jusqu'à 0 V.

La même étude a été réalisée pour un composant éclairé avec des ondes électromagnétiques ayant une longueur d'onde  $\lambda = 633\ nm$ . Les résultats sont présentés sur la Figure II-10-b. On observe que  $\Delta I_{DS\ max}$  décroît de 54% à 41% quand  $V_{GS\ Q}$  varie de -5 à -2 V tandis que  $\Delta R_{ON}$  reste proche de -40%. Ensuite,  $\Delta I_{DS\ max}$  est réduit rapidement de 41% à 8% et  $\Delta R_{ON}$  diminue de -40% à -23% lorsque  $V_{GS\ Q}$  évolue de -2 à 0 V. Nous pouvons donc affirmer que l'impact des ondes électromagnétiques rouge et infrarouge sur  $I_{DS\ max}$  et  $R_{ON}$  devient de plus en plus important quand  $V_{GS\ Q}$  varie de 0 à -2 V puis est maximum lorsque  $V_{GS\ Q}$  est compris entre -2 et -5 V.

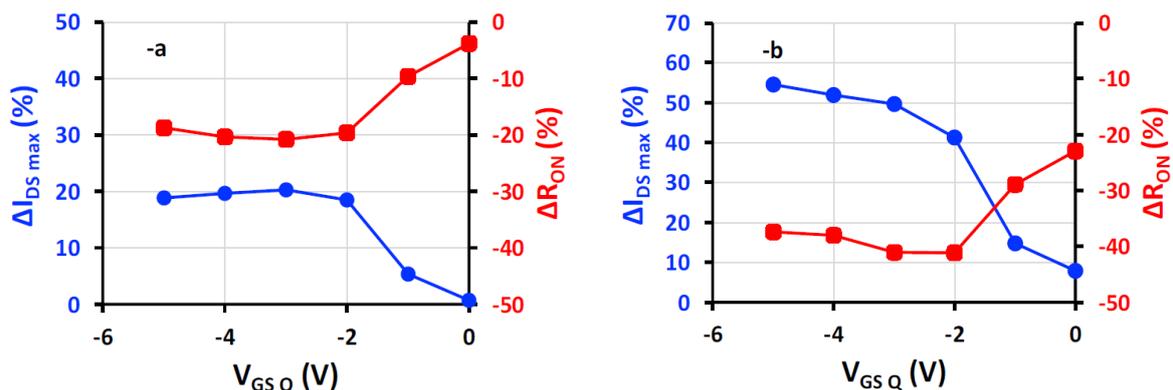


Figure II-10 : Evolution de  $\Delta I_{DS\ max}$  et de  $\Delta R_{ON}$  en fonction de  $V_{GS\ Q}$  pour un transistor HEMT AlInN/GaN illuminé avec des ondes électromagnétiques (a) infrarouges et (b) rouges.

Il est intéressant de noter que la réalisation des mesures électriques en régime pulsé avec une polarisation de grille au point de repos ( $V_{GS\ Q}$ ) proche de la tension de pincement implique que les impulsions de tensions  $V_{GS}$  et  $V_{DS}$  soient positives pour obtenir les caractéristiques électriques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  du composant. Dans ces conditions, le mécanisme d'émission des électrons piégés par les pièges de surface est prédominant mais la durée des impulsions de tension est trop courte pour permettre la libération de ces porteurs piégés. Nous pouvons donc supposer que la densité d'électrons piégés est fixée par la valeur de la tension  $V_{GS\ Q}$  appliquée.

Par conséquent, les variations de  $\Delta I_{DS\ max}$  et  $\Delta R_{ON}$  sont directement liées au taux de remplissage des pièges à électrons en fonction de la valeur de  $V_{GS\ Q}$  et il est raisonnable de penser que le nombre d'électrons piégés par les états de surface est très faible pour  $V_{GS\ Q} = 0\ V$

et qu'il augmente progressivement jusqu'à -2 V. Pour une valeur de  $V_{GSQ}$  comprise entre -5 et -2 V, les pièges de surface sont presque tous remplis.

Dans ces conditions, l'impact des ondes électromagnétiques infrarouges et rouges est directement corrélé à la libération des électrons piégés dans le composant et les résultats obtenus confirment donc la présence de deux pièges ayant des énergies d'activation différentes dans les transistors HEMTs AlInN/GaN. L'un des deux est sensible à l'illumination infrarouge et l'autre à la lumière rouge. La puissance lumineuse de l'éclairage incident est la même dans les deux cas. De plus, l'impact des illuminations infrarouge et rouge sur  $I_{DS\ max}$  et  $R_{ON}$  est très prononcé quand  $V_{GSQ}$  est compris entre -5 et -2 V, comme présenté sur les Figures II-10-a et II-10-b, ce qui coïncide avec une densité maximale de pièges électriques remplis.

Cela confirme que la libération de porteurs induite par l'exposition à des ondes électromagnétiques infrarouges ou rouges est plus importante dans ces conditions de polarisation.

Tous ces résultats ne permettent pas de dire si les effets de pièges mis en évidence sont dus à des pièges de surface ou de volume. Pour ces raisons, nous avons analysé l'impact des illuminations rouge et infrarouge sur les caractéristiques  $I_{DS}(V_{GS})$  des composants AlInN/GaN en utilisant des points de repos différents.

### **E. Etude de l'influence des ondes électromagnétiques rouge et infrarouge sur les caractéristiques $I_{DS}(V_{GS})$**

L'impact des illuminations infrarouge ou rouge sur les caractéristiques électriques  $I_{DS}(V_{GS})$  effectuées en régime pulsé est présenté sur la Figure II-11. Pour cette étude, nous avons choisi les points de repos ( $V_{GSQ} = 0\text{ V}$  ;  $V_{DSQ} = 0\text{ V}$ ), ( $V_{GSQ} = -2\text{ V}$  ;  $V_{DSQ} = 0\text{ V}$ ) et ( $V_{GSQ} = -5\text{ V}$  ;  $V_{DSQ} = 0\text{ V}$ ). Dans le même temps, la durée des pulses électriques est de 500 ns et le rapport cyclique reste égal à 0,5%. On observe une diminution de  $I_{DS}$  quel que soit  $V_{GS}$  lorsque  $V_{GSQ}$  évolue de 0 à -5 V quand le composant est caractérisé à l'obscurité, sous illumination infrarouge et sous lumière rouge. Dans le même temps, il y a un décalage de la courbe  $I_{DS}(V_{GS})$  qui se traduit par une variation de la tension de pincement de -2,5 à -2,1 V pour les caractéristiques réalisées à l'obscurité pour des valeurs de  $V_{GSQ}$  égales respectivement à 0 et -5 V. Ces valeurs ont été obtenues grâce à l'intersection entre la tangente des courbes  $I_{DS}(V_{GS})$  avec l'axe des abscisses. De plus, la valeur du courant de drain mesurée sous les deux types d'illumination est toujours plus importante que celle mesurée à l'obscurité, quelle que soit la valeur de  $V_{GSQ}$ .

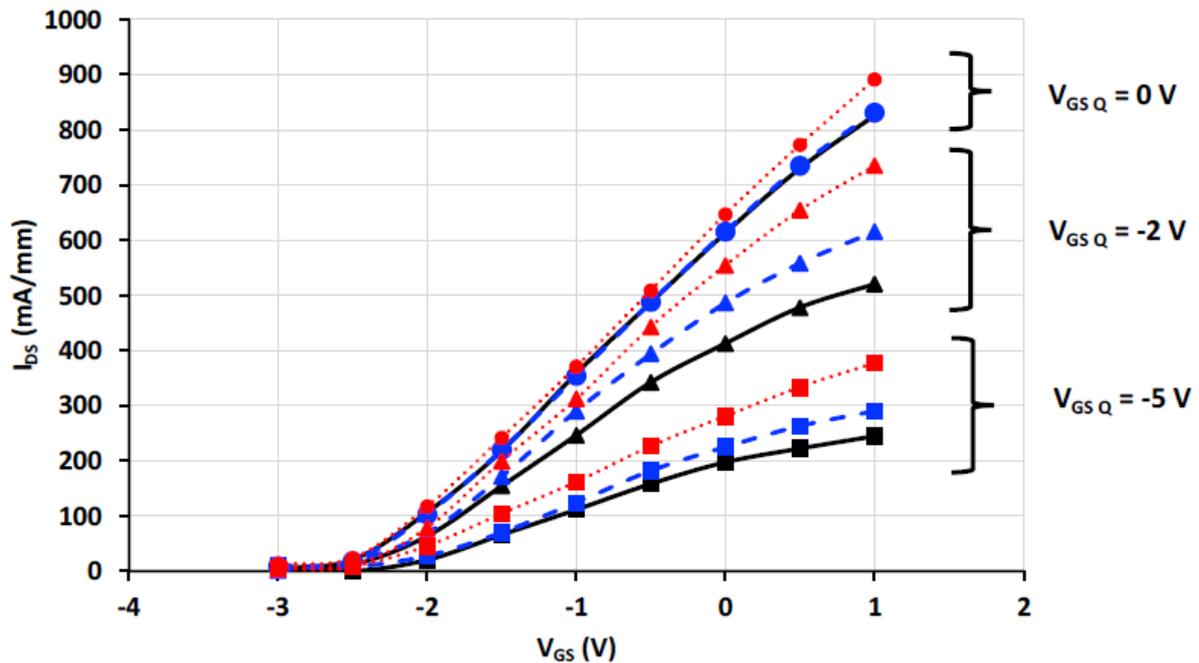


Figure II-11 : Caractéristiques électriques  $I_{DS}(V_{GS})$  mesurées à  $V_{DS} = 10$  V au point de repos ( $V_{GSQ} = 0$  V ;  $V_{DSQ} = 0$  V) (cercles), ( $V_{GSQ} = -2$  V ;  $V_{DSQ} = 0$  V) (triangles) et ( $V_{GSQ} = -5$  V ;  $V_{DSQ} = 0$  V) (carrés) à l'obscurité (courbes noires), sous éclairage rouge (courbes rouges) et infrarouge (courbes bleues).

La Figure II-11 met également en évidence que l'augmentation de  $I_{DS}$  engendrée par les ondes électromagnétiques rouges est plus prononcée que celle induite par les ondes électromagnétiques infrarouges. De même, l'élévation du courant de drain induite par un éclairage rouge est de plus en plus importante au fur et à mesure que  $V_{GS}$  augmente, quel que soit  $V_{GSQ}$ . Nous pouvons donc supposer que la sensibilité des propriétés électriques des transistors HEMTs AlInN/GaN vis à vis de l'illumination rouge n'est pas nécessairement attribuée à la présence de pièges électriques de surface mais peut-être à d'autres pièges électriques tels que ceux qui peuvent exister dans la couche barrière d'AlInN ou dans la couche tampon de GaN par exemple. En effet, l'espace grille-drain est suffisamment important pour permettre l'illumination des couches semiconductrices constituant le composant.

Etant donné que la densité d'électrons piégés par les états de surface est fixée par la valeur de tension  $V_{GSQ}$  appliquée et ne dépend pas de la tension appliquée entre la grille et la source, ce qui signifie que le nombre d'électrons piégés libérés par les états de surface sous l'action de la lumière rouge est inchangé, quel que soit  $V_{GS}$ . Par conséquent, l'augmentation de  $I_{DS}$  induite par la lumière rouge devrait être indépendante de  $V_{GS}$  pour une valeur de  $V_{GSQ}$  donnée et  $V_{DSQ} = 0$  V mais ce n'est pas le cas dans cette étude, comme cela est mis en évidence sur la Figure II-11.

Lors de l'analyse de la Figure II-10-b, nous avons pu observer que la variation de  $\Delta I_{DS \max}$  atteint un plateau aux alentours de 50% quand  $V_{GSQ}$  varie entre -2 et -5 V. Cependant, durant

le pulse électrique, la densité d'électrons injectés depuis le contact de grille vers la surface est plus importante à mesure que  $V_{GS}$  prend des valeurs de plus en plus négatives, comme présenté sur la Figure II-12. Or, si l'exposition du composant à des ondes électromagnétiques de longueur d'onde  $\lambda = 633 \text{ nm}$  impliquait une libération des porteurs piégés à la surface, alors l'augmentation de  $I_{DS}$  induite par la lumière aurait été plus importante pour des valeurs de  $V_{GS}$  négatives que pour  $V_{GS} = 0 \text{ V}$ , contrairement à ce que montre la Figure II-11. Ces résultats confirment alors la présence de pièges d'électrons sensibles à la tension de grille ailleurs qu'à la surface du composant.

Ce phénomène est également observé quand le composant est illuminé avec une lumière infrarouge.

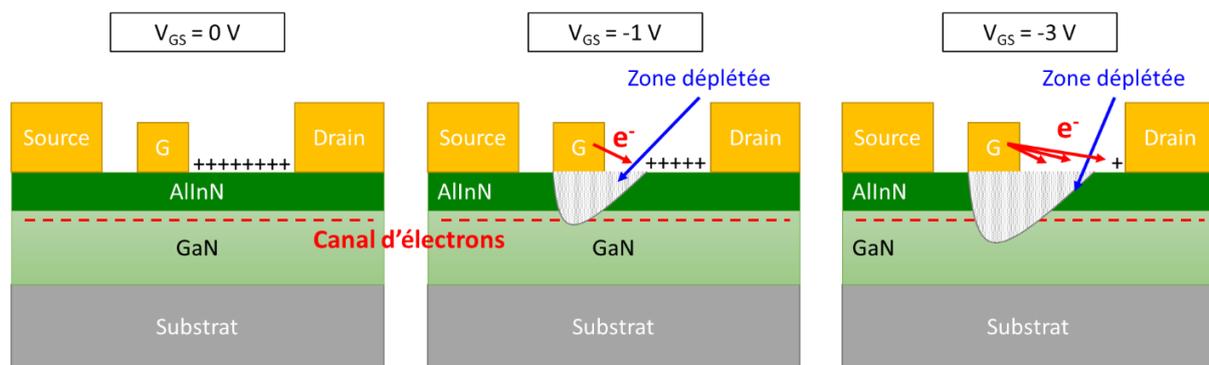


Figure II-12 : Schéma représentant l'injection d'électrons depuis le contact de grille vers les états de surface présents dans l'espace grille-drain en fonction de la polarisation  $V_{GS}$  appliquée pour un  $V_{GSQ}$  donné.

## F. Etude de l'influence de la tension $V_{DS}$ sur les effets de pièges sensibles à la lumière

Afin d'étudier l'impact de la tension  $V_{DS}$  sur les effets de pièges électriques, les Figures II-13-a et II-13-b montrent l'influence de l'illumination infrarouge et rouge sur les caractéristiques électriques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  mesurées en régime pulsé quand  $V_{DS}$  varie de 0 à 15 V, et non plus de 0 à 10 V comme cela était le cas pour l'étude présentée sur les Figures II-8-a et II-8-b. Cette étude a été effectuée pour les deux points de repos ( $V_{GSQ} = 0 \text{ V}$  ;  $V_{DSQ} = 0 \text{ V}$ ) et ( $V_{GSQ} = -2 \text{ V}$  ;  $V_{DSQ} = 0 \text{ V}$ ) en ayant maintenu la durée de l'impulsion de tension à 500 ns et le rapport cyclique à 0,5%.

Nous constatons que les caractéristiques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  sont quasiment identiques lorsque les mesures sont effectuées à l'obscurité et sous illumination infrarouge quelle que soit la polarisation des points de repos.

Néanmoins, lorsque le composant est éclairé par la lumière rouge, le courant drain  $I_{DS}$  mesuré à  $V_{DS} = 15 \text{ V}$  et  $V_{GS} = 1 \text{ V}$  augmente de 823 à 858  $\text{mA}\cdot\text{mm}^{-1}$  (+4%) et 633 à

706 mA.mm<sup>-1</sup> (+12%) quand  $V_{GSQ} = 0$  V et -2 V, respectivement. De plus, nous pouvons noter une réduction de  $R_{ON}$  de 55 à 44  $\Omega$  (-20%) et de 86 à 63  $\Omega$  (-27%), respectivement. Pour rappel, lorsque la tension  $V_{DS}$  variait de 0 à 10 V, nous avons obtenu des variations de  $I_{DSmax}$  et de  $R_{ON}$  de + 8% et - 22% quand  $V_{GSQ} = 0$  V et de + 40% et - 41% quand  $V_{GSQ} = -2$  V, respectivement. Nous pouvons alors constater que l'augmentation de  $I_{DS}$  et la diminution de  $R_{ON}$  sont beaucoup moins importantes quand  $V_{DS}$  varie jusqu'à 15 V que lorsque  $V_{DS}$  est comprise entre 0 et 10 V. Ainsi, il semble que le champ électrique induit par la tension de drain ait un impact significatif sur les effets de pièges électriques, diminuant l'impact de l'illumination rouge sur les caractéristiques électriques du composant.

Étonnamment, l'illumination infrarouge n'a aucun impact sur les caractéristiques électriques mesurées en régime impulsionnel que  $V_{GSQ}$  soit égal à 0 ou -2 V, contrairement aux résultats présentés sur les Figures II-8-a et II-8-b. Il semble alors que les effets d'une illumination infrarouge sur les caractéristiques électriques pulsées du composant soient masqués sous l'effet du champ électrique induit par la tension  $V_{DS}$ .

Ainsi, nous pensons que les électrons libérés par les pièges donneurs et/ou accepteurs remplis sous l'action des ondes électromagnétiques infrarouges ou rouges ont probablement été soumis à un effet de piégeage assisté par le champ électrique engendré par des tensions  $V_{DS}$  supérieures à 10 V.

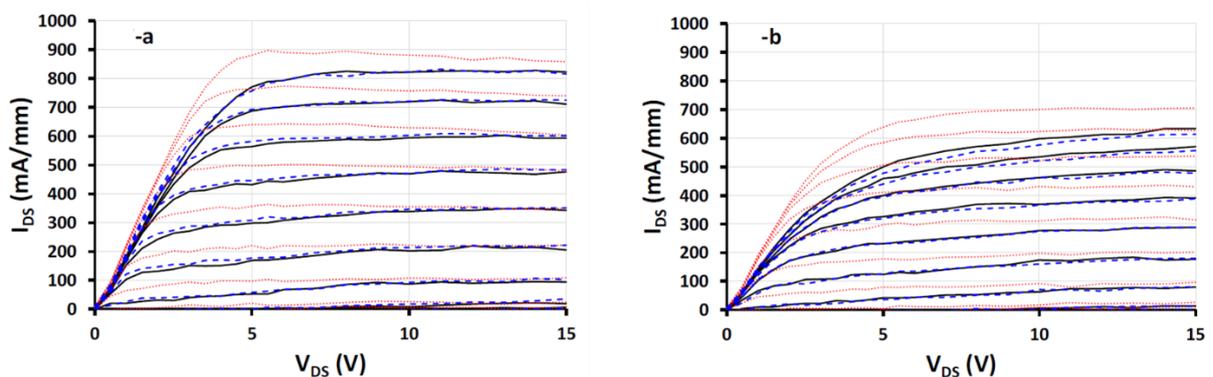


Figure II-13 : Caractéristiques électriques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  mesurées en régime pulsé avec des pulses de 500 ns et un rapport cyclique de 0,5% pour  $V_{DS}$  variant de 0 à 15 V avec un pas variable de 0,5 V pour  $V_{DS}$  compris entre 0 et 6 V puis 1 V au-delà, tandis que  $V_{GS}$  varie de -3 à 1 V par pas de 0,5 V. Les mesures ont été réalisées à l'obscurité (courbes noires), sous illuminations rouge (courbes rouges) et infrarouge (courbes bleues). Les points de repos utilisés sont (a) ( $V_{GSQ} = 0$  V ;  $V_{DSQ} = 0$  V) et (b) ( $V_{GSQ} = -2$  V ;  $V_{DSQ} = 0$  V).

Tous ces résultats confirment que la combinaison de mesures électriques en régime impulsionnel et des techniques de photoionisation permet d'analyser des effets de pièges électriques dans les transistors à base de GaN et de déterminer leurs énergies d'activation.

En effet, nous avons mis en évidence que les caractéristiques électriques des transistors AlInN/GaN étaient sensibles aux ondes électromagnétiques ayant une longueur d'onde de 633 nm (2,0 eV) et de 950 nm (1,3 eV).

La littérature rapporte que des pièges profonds associés à une énergie d'activation de 2,0 eV peuvent être attribués à des dislocations existantes dans les couches de GaN des composants [65].

Nous avons également identifié un piège électrique ayant une énergie d'activation de 1,3 eV et cela est cohérent avec la littérature car plusieurs études ont mis en évidence l'existence d'un piège profond correspondant à une énergie d'activation de  $1,3 \pm 0,1$  eV [65, 89, 206-208]. Son origine est attribuée à la présence de carbone, en particulier dans les sites interstitiels, issus du procédé technologique utilisé pour faire croître la couche de GaN.

Nous pouvons donc dire que la sensibilité importante vis-à-vis des ondes électromagnétiques ayant une longueur d'onde  $\lambda = 950$  et  $633$  nm lorsque  $V_{GS,Q}$  varie entre -5 et -2 V (Figure II-10) est principalement liée à une libération d'électrons piégés par des défauts ou des pièges électriques attribués à des dislocations et/ou des impuretés induites par la présence de carbone dans la couche de GaN des HEMTs AlInN/GaN plutôt qu'à des pièges de surface.

## **G. Estimation des constantes de temps de dépiégeage des pièges sensibles aux ondes électromagnétiques**

Enfin, nous avons décidé d'estimer les constantes de temps de dépiégeage des pièges présents dans nos transistors. Afin de les mesurer expérimentalement, il est indispensable de mettre en évidence les effets de pièges en utilisant des paramètres de polarisation qui n'influencent pas leur état de remplissage. Pour ces raisons, nous avons décidé de déterminer les constantes de temps des pièges électriques à partir des caractéristiques électriques réalisées au point de repos ( $V_{GS,Q} = 0$  V ;  $V_{DS,Q} = 0$  V) avec une durée des impulsions de tension la plus courte possible. Pour permettre au composant de refroidir intégralement entre deux impulsions électriques, nous avons fixé le rapport cyclique à 0,1% pour l'ensemble des largeurs de pulses électriques testées.

Comme nous l'avons observé lors de l'analyse des résultats issus des mesures présentées sur les Figures II-8, II-9 et II-11, il y a très peu de variation du courant de drain entre les mesures réalisées à l'obscurité et sous éclairage infrarouge quand le transistor est polarisé à canal ouvert à partir du point de repos ( $V_{GS,Q} = 0$  V ;  $V_{DS,Q} = 0$  V). Il n'est donc pas possible d'extraire la constante de temps des pièges sensibles aux ondes électromagnétiques infrarouges en utilisant ce point de repos. Dans le même temps, nous ne souhaitons pas extraire les constantes de temps des pièges électriques lors des caractérisations électriques effectuées en utilisant le point de repos ( $V_{GS,Q} = -2$  V ;  $V_{DS,Q} = 0$  V) afin de ne pas influencer l'état de remplissage des pièges en amont de la mesure. Pour ces raisons, nous allons donc quantifier uniquement les constantes de temps des pièges électriques lorsque les composants

AllnN/GaN sont mesurés à l’obscurité et illuminés par des ondes électromagnétiques de longueur d’onde  $\lambda = 633 \text{ nm}$ .

La Figure II-8-a montre également que l’augmentation du courant de drain est plus prononcée pour  $V_{DS} = 5 \text{ V}$  que pour  $V_{DS} = 10 \text{ V}$  quand le composant est illuminé par la lumière rouge. De plus, la Figure II-13-a, qui présente les mesures réalisées pour  $V_{DS}$  variant de 0 à 15 V, montre que l’impact de la lumière est moins prononcé pour  $V_{DS} = 15 \text{ V}$  que pour  $V_{DS} = 5 \text{ V}$ . Il semble donc que des tensions  $V_{DS}$  importantes masquent les effets des pièges électriques mis en évidence avec la photoionisation. Par conséquent, nous allons déterminer les constantes de temps des pièges pour des transistors polarisés à  $V_{DS} = 5 \text{ V}$  afin de minimiser l’impact du champ électrique induit par la tension  $V_{DS}$  et à  $V_{GS} = 1 \text{ V}$ .

Pour déterminer la constante de temps des pièges, nous avons réalisé des mesures avec différentes durées de pulses électriques, s’échelonnant de 400 ns à 100  $\mu\text{s}$ .

La Figure II-14 présente la variation du rapport entre le courant de drain mesuré en régime pulsé  $I_{pulse}$  et le courant de drain mesuré en régime continu  $I_{DC}$  pour différentes durées de pulses électriques. Sur cette figure, les triangles noirs et les losanges rouges représentent respectivement les données expérimentales obtenues lorsque le composant est caractérisé à l’obscurité et sous illumination rouge. Afin de déterminer les constantes de temps des pièges électriques, les points expérimentaux ont été approchés par l’équation II-3 [186].

$$\frac{I_{DS}(t)}{I_{DC}} = \left[ 1 - \sum_{i=1}^n I_i \cdot e^{-\left(\frac{t}{\tau_i}\right)} \right] \quad \text{Equation II-3}$$

Ici,  $I_{DS}(t)$  représente le courant de drain mesuré pour une largeur d’impulsion  $t$ .  $I_i$  et  $\tau_i$  sont des variables d’ajustement respectivement liées à la variation d’intensité du courant due aux pièges électriques et à leur constante de temps.

Ainsi, nous observons que la décroissance exponentielle du courant de drain en fonction de la largeur de pulse est attribuée à des pièges électriques que le composant ait été caractérisé à l’obscurité ou sous illumination rouge. En effet, des durées de pulses plus importantes laissent plus de temps aux pièges pour capturer les porteurs de charge, ce qui implique une diminution de la densité de ces porteurs dans le canal du composant. De même, les valeurs de  $\frac{I_{pulse}}{I_{DC}}$  sont plus importantes sous éclairage rouge qu’à l’obscurité pour les mêmes conditions de polarisation, comme cela a été observé dans les parties précédentes.

Dans le cadre de notre étude, nous avons approché les points expérimentaux avec une seule exponentielle, donc  $n = 1$ . Les coefficients de corrélation  $R^2$  des courbes d’ajustement obtenues sont au moins égaux à 0,99. Ainsi, nous avons estimé une constante de temps  $\tau_1$  de 4  $\mu\text{s}$  que le composant soit caractérisé à l’obscurité ou sous illumination rouge. Cela montre que les pièges électriques ayant une constante de temps de 4  $\mu\text{s}$  ne sont pas responsables de la sensibilité des caractéristiques électriques des composants vis-à-vis de l’illumination rouge.

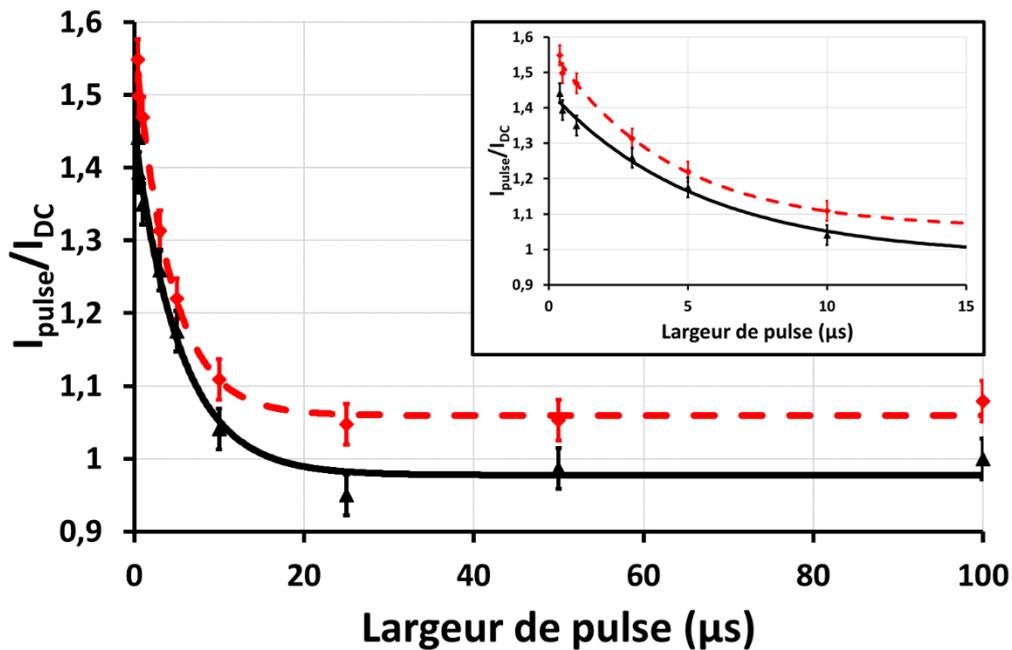


Figure II-14 : Evolution du rapport de courant de drain  $I_{pulse}/I_{DC}$  mesuré à  $V_{DS} = 5 V$  quand  $V_{GS} = 1 V$  à l'obscurité (triangles) et sous éclairage rouge (losanges) en fonction de la durée du pulse électrique. Les courbes d'ajustement ont été obtenues grâce à l'équation II-3 à l'obscurité (trait plein) et sous éclairage rouge (courbe pointillée). L'encart présente un zoom pour des largeurs de pulse comprises entre 400 ns et 15 μs.

De plus, la Figure II-14 montre que l'illumination rouge induit une augmentation de  $\frac{I_{DS}(t)}{I_{DC}}$  lorsque la durée du pulse varie de 400 ns à 100 μs, ce qui permet de supposer que la constante de temps des pièges sensibles aux ondes électromagnétiques ayant  $\lambda = 633 \text{ nm}$  est inférieure à 400 ns.

Par conséquent, nous avons identifié l'existence d'un troisième niveau de pièges électrique ayant une constante de temps de 4 μs. Ce piège n'est pas sensible aux effets de lumière, ce qui implique qu'il diffère de ceux engendrés par l'existence de dislocation dans la couche de GaN sensible aux ondes électromagnétiques de longueur d'onde  $\lambda = 633 \text{ nm}$  et de ceux attribués à la présence d'atomes de carbone dans la structure des couches constituant les transistors AlInN/GaN, sensibles aux ondes électromagnétiques de longueur d'onde  $\lambda = 950 \text{ nm}$ . En effet, nous avons démontré que le piège sensible à l'illumination infrarouge n'est pas visible sur les caractéristiques électriques du composant quand le point de repos choisi est ( $V_{GS,Q} = 0 V$  ;  $V_{DS,Q} = 0 V$ ). Compte-tenu de la constante de temps de piégeage de 4 μs, ces pièges pourraient être attribués à des pièges électriques de surface [209].

Au final, nous avons montré que la combinaison des mesures électriques en régime pulsé avec des mesures de photoionisation a permis de mettre en évidence l'existence de trois pièges électriques dans les transistors AlInN/GaN :

- un piège électrique ayant une constante de temps de 4  $\mu\text{s}$  (piège n°1). Nous n'avons cependant pas pu estimer son énergie d'activation puisque ce piège est insensible aux effets de lumière.
- un piège électrique ayant une constante de temps inférieure à 400 ns et une énergie d'activation de 2,0 eV (piège n°2) qui correspond à la longueur d'onde  $\lambda = 633$  nm.
- un piège électrique ayant une constante de temps inférieure à 500 ns et une énergie d'activation de 1,3 eV (piège n°3) qui correspond à la longueur d'onde  $\lambda = 950$  nm.

Cette méthode offre de nouvelles opportunités à la caractérisation des défauts par les mesures électriques en régime impulsionnel puisque seul le piège n°1 aurait pu être mis en évidence si le couplage avec les techniques de photoionisation n'avait pas été effectué.

## IV. Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté le banc de caractérisation développé en combinant un spectrophotomètre avec un banc de caractérisation de mesures électriques en régime impulsionnel. L'association de ces deux équipements a permis d'estimer directement l'énergie d'activation de pièges électriques dans les transistors HEMTs AlInN/GaN sans utiliser des lois d'Arrhenius.

Cette étude a mis en avant que les conclusions issues des analyses des mesures électriques en régime impulsionnel couplées avec les mesures de photoionisation sont fortement dépendantes des paramètres de polarisation imposés au composant lors de ces investigations.

En effet, l'impact des illuminations rouges et infrarouges sur les caractéristiques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  des transistors polarisés en régime statique peut être atténué par un effet d'auto-échauffement. Cet impact est amplifié lorsqu'ils fonctionnent en régime impulsionnel parce que l'auto-échauffement des composants est limité.

De même, la sensibilité des propriétés électriques des composants vis-à-vis des ondes électromagnétiques ayant respectivement une longueur d'onde de 633 et 950 nm est liée au point de repos choisi pour effectuer la mesure. Ainsi, l'augmentation de  $I_{DS \max}$  et la réduction de  $R_{ON}$  induites par une illumination avec des ondes infrarouges et rouges sont plus importantes lorsque les composants fonctionnent en régime impulsionnel avec un point de repos ( $V_{GS \ Q} = -2$  V ;  $V_{DS \ Q} = 0$  V) que ( $V_{GS \ Q} = 0$  V ;  $V_{DS \ Q} = 0$  V).

Enfin, la caractérisation des pièges électriques peut également être faussée par un effet de champs électriques si  $V_{DS}$  est trop élevé. En effet, l'impact de l'éclairage rouge sur les caractéristiques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  impulsionnelles lorsque  $V_{DS}$  varie de 0 à 15 V est plus faible que lorsque  $V_{DS}$  s'élève de 0 à 10 V. Dans le même temps, la sensibilité vis-à-vis des ondes infrarouges a quasiment disparu lorsque  $V_{DS}$  augmente de 0 à 15 V.

Ainsi, nous avons mis en évidence l'existence de 3 types de pièges électriques différents en prenant soin de nous affranchir des effets d'auto-échauffement et des effets de

champs électriques susceptibles de nuire à la caractérisation des défauts existants dans les composants à base de GaN :

- un piège électrique ayant une constante de temps de 4  $\mu$ s pouvant être attribué à la présence de pièges de surface,
- un piège électrique ayant une constante de temps inférieure à 400 ns et une énergie d'activation de 2.0 eV attribué à l'existence de dislocations dans la couche tampon de GaN,
- un piège électrique ayant une constante de temps inférieure à 500 ns et une énergie d'activation de 1.3 eV attribué à la présence de carbone dans la couche tampon de GaN.



Chapitre III : Mesures par spectroscopie Raman de la température de fonctionnement en régimes continu et pulsé de transistors HEMTs issus de la filière III-N



## I. Introduction

Comme évoqué dans le premier chapitre de ce mémoire de thèse, il existe différentes techniques permettant de mesurer la température d'auto-échauffement des composants électroniques polarisés. Dans le cadre de mon travail de thèse, j'ai utilisé la spectroscopie Raman pour estimer la température de fonctionnement de transistors AlInN/GaN de type HEMT déposés sur un substrat en saphir. Le choix de cette méthode a été motivé tant par sa bonne résolution spatiale et en température que par le savoir-faire concernant les mesures de température par spectroscopie Raman acquis au fil des années par l'équipe de recherche cherbourgeoise du GREYC.

Les études présentées dans les paragraphes suivants sont dans la continuité de celles menées par F. Berthet [54] et G. Brocero [56] durant leurs thèses, soutenues respectivement en 2011 et en 2019. Ils ont estimé la température d'auto-échauffement ( $\Delta T$ ) de la couche de GaN de transistors HEMTs AlGaN/GaN et AlInN/GaN réalisés sur substrat saphir et polarisés en régime continu. Cependant, comme le GaN est un matériau transparent vis-à-vis de la lumière visible, les valeurs de température d'auto-échauffement mesurées sont sous-estimées vis-à-vis de la température du canal d'électrons. De plus, la spectroscopie Raman ne permet pas d'estimer la température des contacts métalliques puisque le laser est réfléchi par les métaux. Pour estimer la température des surfaces métalliques ou du semiconducteur, G. Brocero a mis au point un protocole opératoire permettant de déposer des microparticules de CeO<sub>2</sub> à la surface des transistors afin de les utiliser comme microthermomètres Raman. Ainsi, il a montré qu'il est possible d'estimer la température de la surface sous ces microparticules, qu'elles se trouvent sur la surface du semiconducteur, du contact de grille, des contacts ohmiques, des plaques de champ... Ces résultats ont d'ailleurs fait l'objet d'une publication en 2019 [176]. La littérature rapporte que d'autres matériaux tels que le TiO<sub>2</sub> [183, 184] et le diamant [185] peuvent également être utilisés comme microthermomètres Raman. En effet, une température d'auto-échauffement de 15 °C a été mesurée à la surface d'une piste en or déposée à la surface d'une membrane en SiN dissipant une puissance de 32,4 mW grâce à des microthermomètres en TiO<sub>2</sub> [183]. Kim *et al.* [210] ont également utilisé des microparticules de TiO<sub>2</sub> déposées à la surface de transistors MOSFET à base de  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Ils ont estimé que la température en surface du contact de grille est de 70 °C quand le transistor délivre une densité de puissance de 1 W/mm. De même, l'utilisation de microthermomètres en diamant a permis de mesurer une température d'environ 75 °C à la surface du contact de grille de transistors à base de GaN polarisés en régime impulsionnel et dissipant une puissance de 7 W/mm [185]. Cependant, aucune étude n'a comparé les avantages et les inconvénients offerts par ces différents microthermomètres Raman et la majorité des caractérisations thermiques publiées [176, 180, 183, 211, 212] ont été menées avec des transistors HEMTs AlGaN/GaN réalisés sur substrats saphir, Si et SiC. A notre connaissance, peu d'études effectuées sur des composants AlInN/GaN ayant un substrat saphir ont été rapportées dans la littérature [41, 213]. C'est pourquoi nous avons choisi d'analyser les avantages et les inconvénients offerts par les microthermomètres Raman à base de CeO<sub>2</sub> et de TiO<sub>2</sub> pour la caractérisation thermique de ces composants électroniques. En ce sens, des mesures de

température d'auto-échauffement ont été réalisées à la surface du semiconducteur et des contacts métalliques de transistors AlInN/GaN sur substrat saphir. Nous avons également quantifié expérimentalement la valeur de la résistance thermique globale du composant. La résistance thermique existante à l'interface entre la couche de GaN et le substrat en saphir et celle entre les microthermomètres Raman et la surface des composants ont également été évaluées. A notre connaissance, la littérature ne rapporte pas de mesure expérimentale par spectroscopie Raman de cette résistance thermique d'interface pour les composants à base de GaN sur saphir.

Il est important de signaler que ces premières mesures ont été réalisées pour des composants polarisés en régime continu et que cette configuration de mesures reste éloignée des conditions opérationnelles de ces composants. En effet, les transistors à base de GaN sont généralement utilisés en hautes fréquences, pour des applications radar ou pour les télécommunications [214]. Les durées de pulses électriques utilisées sont comprises entre 10 et 250  $\mu\text{s}$  pour les applications radar. Pour les télécommunications, les durées de pulses électriques rencontrées sont comprises entre des durées inférieures à la microseconde et supérieures à la milliseconde. Pour cette raison, il est intéressant de mesurer la température d'auto-échauffement des transistors lorsqu'ils sont polarisés en régime impulsionnel. Pour réaliser ces mesures, notre équipe de recherche s'est équipée d'un nouveau banc de spectrométrie Raman offrant la possibilité de générer des pulses optiques à partir d'un laser émettant une onde électromagnétique monochromatique de manière continue. Il est ainsi possible de réaliser des mesures de température avec une résolution temporelle allant jusqu'à quelques dizaines de nanosecondes et une résolution spatiale inférieure au micron. Par conséquent, il est désormais possible de suivre l'évolution temporelle de la température d'auto-échauffement durant les impulsions de tension imposées aux composants pour les polariser en régime pulsé. Ce nouvel équipement permet donc de mesurer le  $\Delta T$  volumique à partir de l'évolution de la position de la bande Raman de la couche de GaN des composants et d'estimer le  $\Delta T$  de la surface des contacts métalliques et de celle des semiconducteurs constituant les transistors lorsqu'ils sont polarisés en régime impulsionnel.

Après avoir mené une étude bibliographique, nous n'avons trouvé que peu d'études rapportant des mesures de température par spectroscopie Raman en régime impulsionnel. En effet, O. Lancry *et al.* ont mesuré la température de transistors HEMTs AlGaIn/GaN déposés sur un substrat de SiC et polarisés en régime impulsionnel. Afin d'estimer la température de la surface de la couche de GaN, ils proposent d'utiliser une excitation laser UV de longueur d'onde  $\lambda = 266 \text{ nm}$  [39, 178]. Dans ces conditions, la profondeur de pénétration de ces ondes électromagnétiques est d'environ 60 nm dans le GaN, ce qui permet de sonder la couche barrière et le haut de la couche de GaN, zone proche du canal d'électrons. Des pulses laser de 200 ns ont été générés à l'aide d'un modulateur acousto-optique (ou AOM pour *Acousto-Optic Modulator*). Le composant a été polarisé en régime impulsionnel avec des pulses de tension ayant une durée de 2  $\mu\text{s}$  et un rapport cyclique de 50%. Cependant, l'utilisation d'une source excitatrice dont l'énergie est supérieure à la largeur de la bande interdite du GaN induit la création de paires électrons-trous, ce qui modifie la concentration de porteurs dans le canal et donc les conditions expérimentales de fonctionnement du composant. De plus, les objectifs possédant un fort grossissement et une longue distance de travail coûtent cher. A titre

d'exemple, un objectif possédant un grossissement  $\times 100$  et une distance de travail d'environ 10 mm coûtait plus de 10 000 € en 2021. Les longueurs d'onde transmises sont comprises entre 240 et 360 nm. C'est pourquoi nous n'avons pas retenu cette solution technologique.

Afin d'étudier la température de composants à base de GaN polarisés en régime impulsionnel, Simon *et al.* [185] ont déposé des microparticules de diamant à la surface des transistors et ont estimé la température de ces microparticules déposées la surface du contact de grille. Le composant est ensuite polarisé avec des pulses de 10  $\mu\text{s}$  avec un rapport cyclique de 50%. Pendant qu'il est à l'état ON, le composant dissipe une densité de puissance de 6 W/mm. Les auteurs ont démontré que la température des microthermomètres de diamant déposés sur la grille est plus importante que la température mesurée grâce à la variation de la position des modes Raman associés au GaN quand le composant est polarisé en régime impulsionnel. Ce résultat est cohérent puisque le contact de grille est proche du point chaud du composant, situé à la base de la grille côté drain. En comparant leurs résultats expérimentaux avec des modèles thermiques, ils ont montré que la valeur de température mesurée est inférieure à la température maximale du canal d'électron. Cette observation est corroborée par Brocero *et al.* [176] qui ont démontré que la surface du semiconducteur est plus chaude que la surface du contact de grille en régime continu.

En 2017, Bagnall *et al.* [180] ont estimé la température de la couche de GaN de transistors HEMTs fabriqués sur un substrat de SiC. Des durées de pulses électriques de 12,5, 25 et 50  $\mu\text{s}$  avec un rapport cyclique de 50% ont été utilisées pour estimer le profil de la température d'auto-échauffement sur une période du signal. La densité de puissance dissipée au cours d'un pulse est de 20 W/mm. La durée des pulses optiques utilisés pour faire l'acquisition du spectre Raman est de 30 ns. Bien que ces conditions expérimentales permettent d'obtenir une résolution temporelle importante, la température du canal est sous-estimée puisqu'ils utilisent la variation de la position du mode de vibration  $E_2(\text{high})$  du GaN comme paramètre thermosensible. En effet, dans ces conditions, la température mesurée est moyennée sur l'intégralité de l'épaisseur de la couche.

La dernière étude mesurant le profil de la température de composants à base de GaN grâce à la spectroscopie Raman a été rapportée par Pomeroy *et al.* [215] en 2019. Ils ont étudié des transistors HEMTs à base de GaN déposés sur un substrat de SiC et utilisés pour des applications de puissance en radiofréquences. Les composants ont été polarisés avec des pulses de 100  $\mu\text{s}$  dont le rapport cyclique est de 10%. La densité de puissance dissipée au cours d'un pulse est de 5 W/mm. La durée des impulsions optiques est de 20  $\mu\text{s}$ . Ils ont ainsi déterminé qu'à la fin du pulse électrique, la température du transistor est de 110 °C. Ils ont également comparé les résultats obtenus par spectroscopie Raman avec des mesures de température effectuées sur la plaque de champ par thermoréfectance. Dans les deux cas, des températures similaires ont été relevées. Néanmoins, les impulsions optiques utilisées dans cette étude sont longues comparées aux autres articles, ce qui conduit à une faible résolution temporelle.

Ce troisième chapitre est structuré de la façon suivante. La partie II sera consacrée à la présentation des équipements utilisés. Ensuite, comme nous l'avons mentionné dans le premier chapitre de ce mémoire, il est indispensable de réaliser des courbes de calibration en température pour chaque mode de vibration Raman étudié pour estimer la température d'auto-échauffement des composants. Nous présenterons donc ces courbes en étudiant la variation de la position et/ou de la largeur à mi-hauteur des modes de vibration associés au GaN, au saphir et aux microparticules de  $\text{CeO}_2$  et de  $\text{TiO}_2$  dans la troisième partie. La partie IV sera consacrée à l'étude comparative des avantages et des inconvénients des microthermomètres Raman à base de  $\text{CeO}_2$  et de  $\text{TiO}_2$  déposés sur des composants polarisés en régime continu. Nous étudierons et évaluerons expérimentalement la résistance thermique globale du composant ainsi que la résistance thermique à l'interface entre la couche de GaN et le substrat de saphir ou entre les microparticules et la surface du transistor. La partie V sera consacrée à l'étude des transistors polarisés en régime impulsif. Nous y présenterons les mesures de température en volume de la couche de GaN ainsi que celles obtenues à l'aide des microthermomètres Raman à base de  $\text{CeO}_2$  déposés à la surface du semiconducteur dans la zone active. Ainsi, l'évolution temporelle de la température d'auto-échauffement lorsque les composants sont soumis à des impulsions électriques ayant une largeur de pulse de 4, 8 et 12  $\mu\text{s}$  et une période variant de 32 à 100  $\mu\text{s}$  sera analysée. Cela permet de tester l'influence de la période ainsi que celle du rapport cyclique sur le régime transitoire de la température. Une étude concernant la visualisation de l'évolution temporelle de la température d'auto-échauffement de la surface du contact ohmique de drain sera également présentée. La partie IV sera consacrée aux conclusions de cette étude.

## **II. Matériel et méthode**

### **A. Présentation du banc de mesure Raman utilisé pour les mesures réalisées en régime continu**

Les mesures de  $\Delta T$  des composants polarisés en régime continu ont été réalisées avec un spectromètre Raman InVia commercialisé par la société RENISHAW. Une photographie de cet équipement est présentée sur la Figure III-1-a. Le système est positionné sur une table anti-vibration dans un environnement régulé en température. Toutes les mesures ont été effectuées à la température ambiante et à l'obscurité. L'impact des paramètres physiques tels que la température de la salle et la stabilité de la puissance du laser sur l'estimation de  $\Delta T$  de ces composants polarisés a été analysé par G. Brocero durant sa thèse [56]. De même, la répétabilité des mesures au cours du temps a également été étudiée [56]. Sur la droite de la Figure III-1-a, diverses alimentations électriques permettent de polariser la grille et le drain du composant positionné sous l'objectif du microscope du spectromètre Raman. Les connexions électriques sont effectuées à l'aide de pointes statiques fixées sur des micro-positionneurs permettant leurs déplacements micrométriques suivant les axes  $O_x$ ,  $O_y$  et  $O_z$ . L'encart de la Figure III-1-a montre un composant polarisé placé sous l'objectif du microscope. La tension et

le courant appliqués sont mesurés grâce à plusieurs multimètres visibles sur la partie droite de la photographie.

Les différents éléments constituant le spectromètre Raman sont présentés sur la Figure III-1-b.

Premièrement, nous avons à disposition trois sources laser distinctes : un laser HeNe de longueur d'onde  $\lambda = 633 \text{ nm}$  dont la puissance lumineuse maximale en sortie est de 17 mW, un laser à base d'Argon de longueur d'onde  $\lambda = 514 \text{ nm}$  fournissant une puissance lumineuse en sortie de 50 mW au maximum et un laser He-Cd de longueur d'onde  $\lambda = 325 \text{ nm}$  (émettant dans l'ultraviolet) d'une puissance lumineuse maximale en sortie de 30 mW. Afin de déterminer la température d'auto-échauffement des composants polarisés en régime continu, nous avons principalement utilisé le laser de longueur d'onde  $\lambda = 633 \text{ nm}$ .

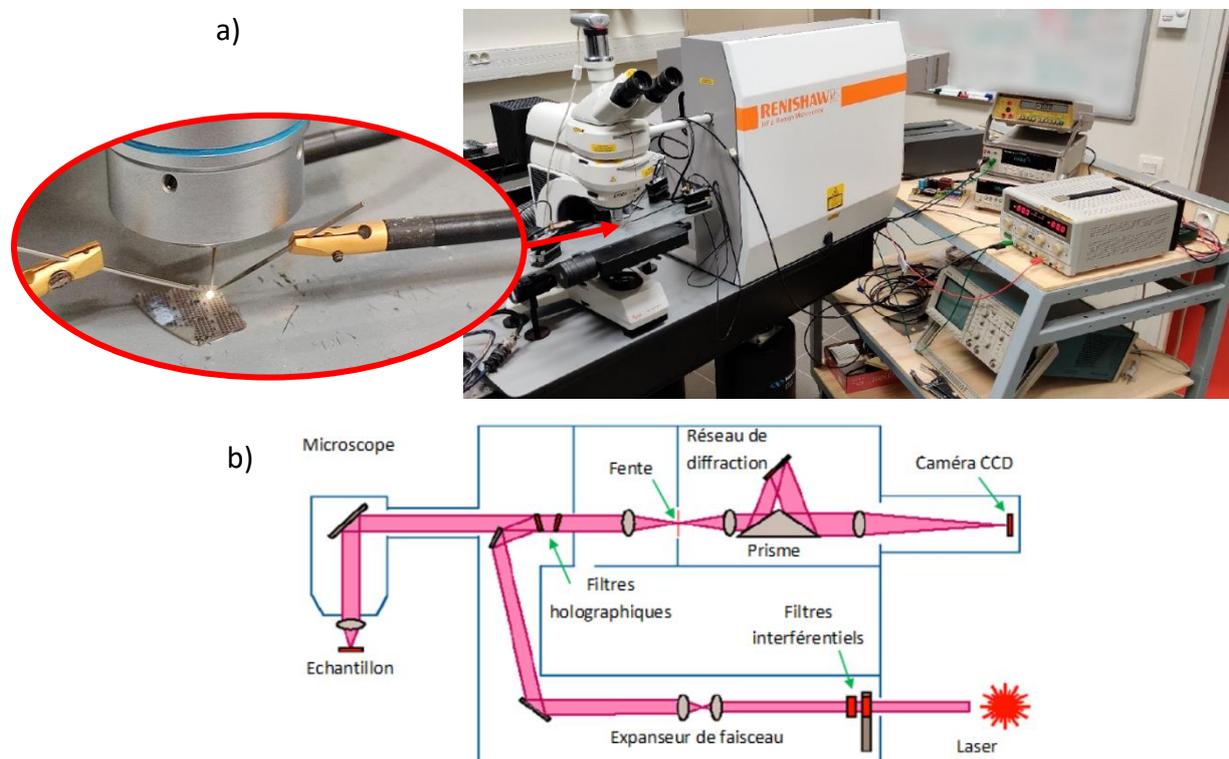


Figure III-1 : (a) Photographie du banc de caractérisation thermique composé du spectromètre Raman fonctionnant en régime continu ainsi que de l'instrumentation utilisée pour polariser les transistors et (b) représentation schématique des éléments constitutifs d'un spectromètre Raman [56].

Comme montré sur la Figure III-1-b, on peut noter la présence de filtres interférentiels en entrée du spectromètre. Ils permettent de diminuer l'intensité du laser afin de ne pas endommager les détecteurs. Ces filtres sont contrôlés par WIRE qui est le logiciel de pilotage du banc de mesure permettant de contrôler la puissance laser incidente sur l'échantillon sondé afin de ne laisser passer qu'un certain pourcentage de la puissance lumineuse entrante

(100%, 50%, 10%, 5%, 1%, 0,5%, etc.). On trouve également des filtres interférentiels en sortie des lasers servant à éliminer les raies plasma « parasites » créées par le laser.

Le spectromètre est muni d'un microscope de la marque LEICA et nous possédons plusieurs objectifs, dont les grossissements sont listés ci-dessous :

- Grossissement x5,
- Grossissement x10,
- Grossissement x20,
- Grossissement x40 (objectif adapté pour le laser UV)
- Grossissement x50,
- Grossissement x50, longue distance focale,
- Grossissement x100,
- Grossissement x100, longue distance focale,

Afin d'estimer la température d'auto-échauffement des composants en mode opérationnel, nous avons choisi d'utiliser l'objectif ayant un grossissement x50 et une distance de travail de 8,5 mm. Une distance de travail importante est primordiale puisque les sondes statiques utilisées ne doivent pas être en contact avec l'objectif du microscope. En effet, l'encart de la Figure III-1-a met en évidence la faible distance entre les pointes statiques et l'objectif, ce qui justifie l'utilisation d'objectifs ayant une longue distance de travail.

Afin de connaître la résolution spatiale de la mesure en fonction de l'objectif utilisé, il est nécessaire d'estimer la taille du spot laser grâce à l'équation III-1 [56] :

$$d = \frac{1,22 \times \lambda}{2 \times ON} \quad \text{Equation III-1}$$

Dans cette équation,  $d$  représente le diamètre du spot laser lorsque le foyer image est focalisé à la surface de l'échantillon à sonder,  $ON$  est l'ouverture numérique de l'objectif utilisé et  $\lambda$  symbolise la longueur d'onde de la source excitatrice. Pour des mesures réalisées à l'aide du laser rouge avec l'objectif x50 ayant une longue distance de travail et une ouverture numérique de 0,5, on peut estimer que la taille du spot laser est de l'ordre de 0,8  $\mu\text{m}$ . Nous pouvons donc affirmer que la résolution spatiale des mesures présentées dans ce mémoire est de l'ordre du micromètre.

Afin de capter les photons diffusés inélastiquement par le système et ainsi faire l'acquisition du spectre Raman, les ondes électromagnétiques diffusées sont dirigées vers un filtre holographique. Ce dernier permet de s'affranchir de la diffusion de type Rayleigh. Deux types de filtres peuvent être utilisés :

- un filtre de type Edge permettant d'éliminer la diffusion de type Rayleigh et des raies Raman anti-Stokes,
- un filtre de type Notch ne supprimant que la diffusion de type Rayleigh. Ce second type de filtre est beaucoup plus onéreux à l'achat et a une durée de vie plus faible [56]. Au

sein du GREYC, nos spectromètres Raman sont équipés de filtres de type Edge spécifiquement adaptés aux longueurs d'onde de nos lasers.

Ensuite, le faisceau lumineux est dirigé vers une fente. Généralement, la largeur de cette fente est comprise entre 50 et 70  $\mu\text{m}$ . Quand les matériaux sondés sont transparents, elle permet de minimiser le volume analysé en bloquant les ondes électromagnétiques diffusées inélastiquement émanant de zones éloignées du point de focalisation du laser. Dans les études que nous avons menées, la largeur de la fente est de 65  $\mu\text{m}$ .

Notre spectromètre dispose de deux réseaux de diffraction ayant 1800 et 3000 traits. $\text{mm}^{-1}$  utilisés pour les lasers émettant des ondes électromagnétiques ayant des longueurs d'onde de 514 et 633 nm. L'augmentation du nombre de traits. $\text{mm}^{-1}$  sur le réseau de diffraction permet d'augmenter la résolution spectrale de la mesure, mais cause également une diminution de l'intensité du signal capté. Dans les études présentées ci-après, nous utiliserons le réseau ayant 3000 traits. $\text{mm}^{-1}$  afin d'obtenir une meilleure résolution spectrale et donc une meilleure résolution en température. De plus, un troisième réseau de diffraction de 3600 traits. $\text{mm}^{-1}$  est nécessaire lorsque l'on utilise le laser UV comme source excitatrice. La lumière dispersée par le réseau choisi est ensuite réfléchi en direction de la caméra CCD. Associée au logiciel WIRE, celle-ci permet de capter les photons diffusés et de visualiser le spectre Raman via un traitement numérique de signal.

Durant cette étude, le spectromètre Raman travaille en configuration de rétrodiffusion  $z(x, y)\bar{z}$ . Dans ce mode de fonctionnement, l'échantillon est positionné perpendiculairement au faisceau lumineux incident et le chemin optique du laser au sein du microscope est identique pour les ondes électromagnétiques incidentes et diffusées. La résolution spectrale est de l'ordre de  $1\text{ cm}^{-1}$ .

Les positions et les largeurs à mi-hauteur des bandes Raman issues de l'interaction du laser incident avec l'échantillon étudié sont extraites à partir d'un modèle mathématique basé sur la combinaison de lois gaussienne et lorentzienne. Ainsi, la précision des extractions de la position et celle de la largeur à mi-hauteur des modes de vibration sont estimées à 0,1 et à 0,15  $\text{cm}^{-1}$ , respectivement [56].

## **B. Présentation et principe du banc de mesure Raman travaillant en régime impulsionnel**

Au cours de ma troisième année de thèse, l'équipe cherbourgeoise du GREYC a fait l'acquisition d'un spectromètre Raman InVia spécialement développé par RENISHAW permettant de faire des acquisitions de spectres en configuration de rétrodiffusion  $z(x, y)\bar{z}$ , en régime continu ou en régime impulsionnel. Pour ce faire, le banc est muni d'un laser solide continu de longueur d'onde  $\lambda = 532\text{ nm}$  dont la puissance est réglable jusqu'à 200 mW et d'un modulateur acousto-optique (ou *Acousto-Optic Modulator* abrégé AOM en anglais) afin d'obtenir des impulsions lumineuses. Cette technologie permet une émission de pulses lumineux ayant une durée minimum de 40 ns. La largeur d'impulsion et la fréquence des

pulses optiques sont contrôlées grâce à un générateur de fonction. Une photodiode permettant de traduire les pulses optiques en signal électrique est placée sur le chemin optique. Ainsi, il est possible d'observer les impulsions lumineuses en utilisant un oscilloscope. A titre d'exemple, les Figures III-2-a et -b présentent respectivement le signal issu de la photodiode lorsque des pulses lumineux ayant une durée de 40 et 80 ns ont été configurés. Les rapports cycliques choisis sont alors de 20 et 40%, respectivement.

Par conséquent, l'évolution temporelle de l'auto-échauffement des composants peut être visualisée lorsqu'ils sont polarisés en régime impulsionnel. Le principe de ces mesures consiste à évaluer l'état thermique des composants à différents instants après sa mise en fonctionnement. En effet, l'état électrique du composant polarisé en régime impulsionnel alterne entre un état OFF dans lequel aucun courant n'est délivré et un état ON dans lequel un courant est débité, ce qui se traduit par des périodes successives d'échauffement et de refroidissement du composant comme le montre la Figure III-3.

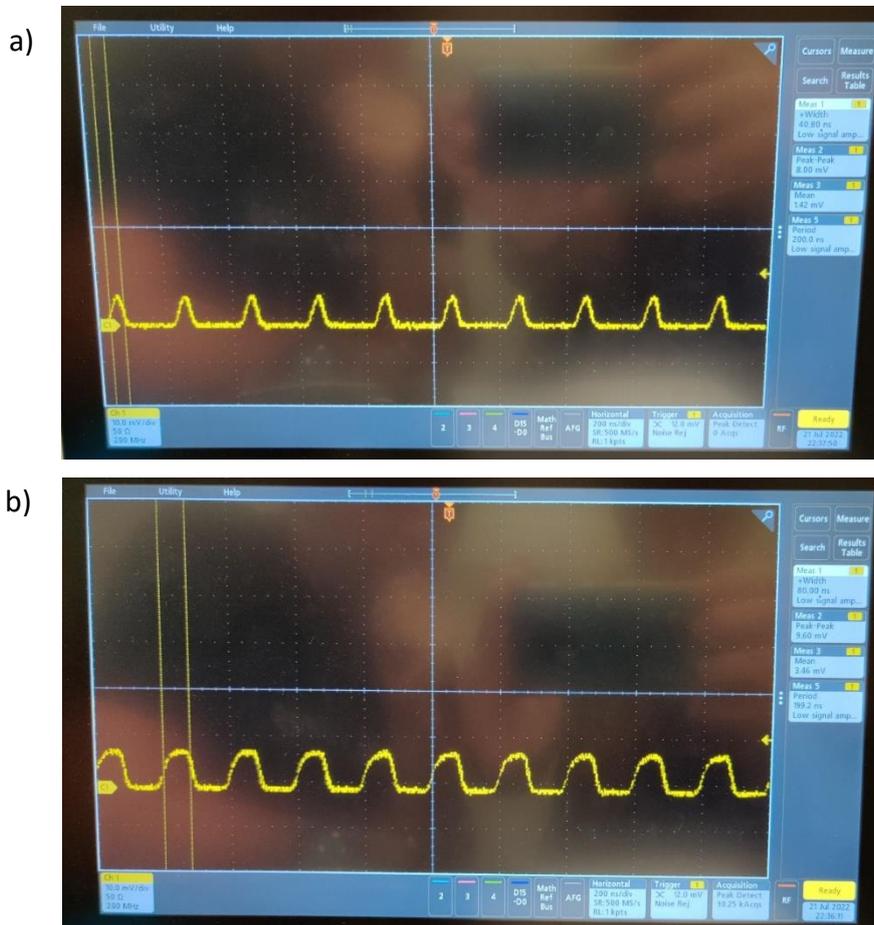


Figure III-2 : Visualisation des pulses optiques de (a) 40 ns et (b) 80 ns pour une période de 200 ns.

L'évolution de l'état thermique du composant en fonction du temps peut être évaluée par l'acquisition rapide d'un spectre Raman durant les impulsions lumineuses de courtes

durées qui sont déclenchées aux différents instants  $t_1, t_2, t_3, \dots, t_n$  représentés sur la Figure III-3. En effet, la mesure  $\Delta T$  sera évaluée à partir des spectres Raman mesurés à ces instants et permettra ainsi de monitorer l'échauffement et le refroidissement avant, pendant et après l'impulsion électrique imposée au composant.

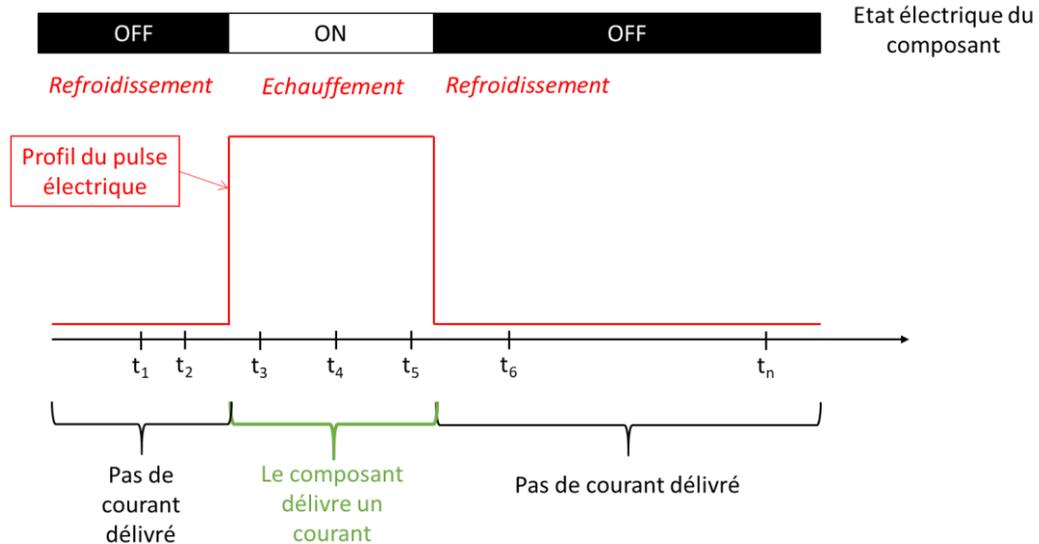


Figure III-3 : Représentation schématique des instants de mesure par spectroscopie Raman en fonction de l'état électrique du composant.

### C. Présentation de la cellule régulée en température

Comme précisé dans le chapitre I, les mesures de température par spectroscopie Raman impliquent la réalisation des courbes de calibration reliant l'évolution de la position et de la largeur à mi-hauteur des bandes Raman de chaque matériau étudié avec la température.

Dans les études réalisées ci-après, les courbes de calibration en température ont été réalisées sur des composants ayant exactement la même structure que ceux qui seront caractérisés thermiquement dans la suite de l'étude. Nous les appellerons « transistors jumeaux » dans les paragraphes suivants. Ils ont été déposés dans une cellule régulée en température de marque Linkam, de modèle TS-1500. Une photographie de l'équipement est présentée sur la Figure III-4. Elle permet de réguler la température d'un échantillon mesurant jusqu'à 7 mm de diamètre entre la température ambiante et 1500 °C avec une précision de  $\pm 1$  °C. La cellule est refroidie par circulation d'eau. La vitre en quartz située sur le dessus de la cellule permet de venir sonder l'échantillon avec un laser et de récupérer les signaux issus de la diffusion Raman Stokes. La température est homogène au sein de toute la cellule Linkam TS 1500, comme l'a montré G. Brocero durant sa thèse [56].

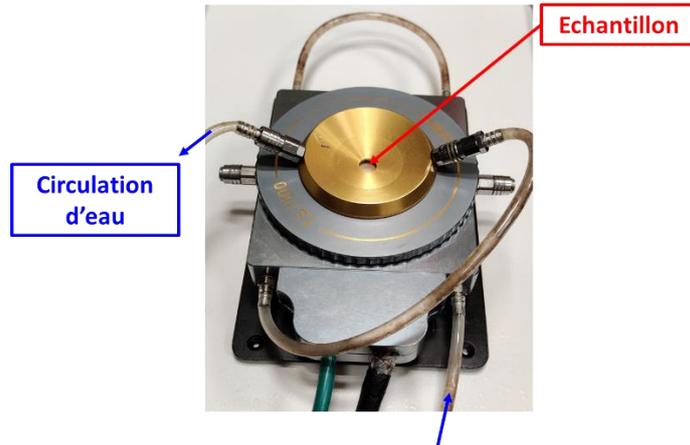


Figure III-4 : Cellule régulée en température utilisée pour faire les courbes de calibration en température.

### A. Rappel de la structure des composants étudiés

Les transistors AlInN/GaN étudiés dans l'intégralité de ce chapitre sont issus du même wafer que ceux étudiés dans le chapitre II. Les composants choisis dans les études thermiques ont été sélectionnés après avoir vérifié que leur performance électrique n'était pas dégradée par des effets de pièges. En guise de rappel, la Figure III-5 présente une vue en coupe schématique de la structure des composants. Pour plus de détails, vous pouvez vous référer à la partie II-B du chapitre II, à la page 88.

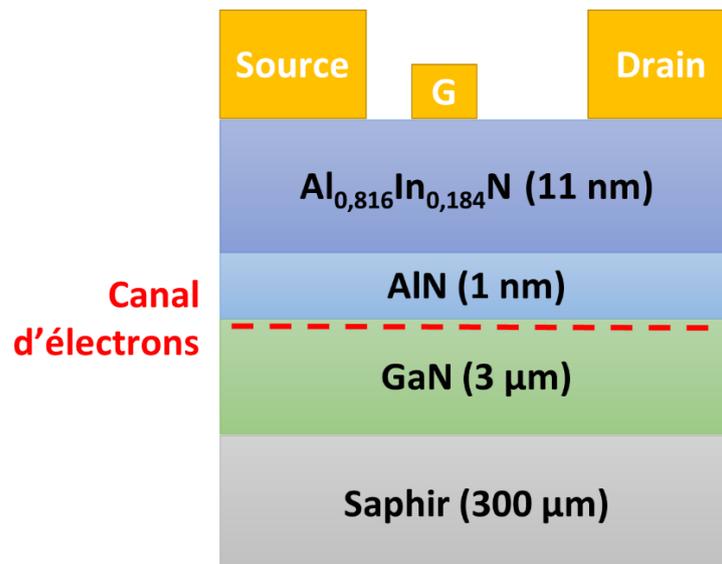


Figure III-5 : Vue en coupe schématique de la structure des transistors HEMTs AlInN/GaN sur saphir étudiés dans ce chapitre.

### III. Courbes de calibration en température

Comme nous l'avons stipulé précédemment, il est indispensable de réaliser des courbes de calibration liant les paramètres thermosensibles tels que la position et la largeur à mi-hauteur des bandes Raman à la variation de température de l'échantillon.

De plus, ces courbes de calibration doivent être effectuées sur un transistor identique dit « transistor jumeau » à celui que nous souhaitons caractériser thermiquement.

Pour ce faire, après avoir déposé un composant jumeau dans la cellule régulée en température, nous avons choisi les conditions expérimentales permettant d'avoir un signal Raman intense tout en minimisant la puissance laser afin de ne pas induire d'échauffement engendré par la source lumineuse excitatrice. Les conditions expérimentales, à savoir la puissance du laser et la durée d'acquisition, doivent être ajustées en fonction des matériaux sondés. Pour réaliser les courbes de calibration, nous avons estimé que 60 secondes d'acquisition sont suffisantes pour obtenir un signal dont l'intensité est supérieure à 10 000 coups. Dans ces conditions, l'extraction de la position ( $\delta$ ) et de la largeur à mi-hauteur ( $\Gamma$ ) sont satisfaisantes. Les acquisitions ont été répétées pour des températures comprises entre la température ambiante et 230 °C afin de couvrir la gamme de températures généralement mesurées sur des transistors à base de GaN sur saphir.

Notre objectif est d'estimer la température d'auto-échauffement du substrat en saphir et de la couche de GaN de composants d'AlInN/GaN mais aussi celle de la surface du drain et du semiconducteur de ces mêmes composants en utilisant des microthermomètres Raman à base de TiO<sub>2</sub> et de CeO<sub>2</sub>. Pour ces raisons, il est indispensable de réaliser les courbes de calibration du GaN et du substrat pour estimer la température de ces deux matériaux, moyennée sur l'épaisseur sondée par le laser, ainsi que celles des deux types de microparticules déposées aussi bien sur le semiconducteur que sur les contacts métalliques. Nous serons alors en mesure d'estimer la température d'auto-échauffement moyenne du GaN et du saphir mais aussi les températures de surface du semiconducteur et des surfaces métalliques, à savoir les contacts ohmiques ou de grille en utilisant les microthermomètres Raman.

#### A. Courbe de calibration en température de la position et de la largeur à mi-hauteur du mode de vibration E<sub>2</sub>(high) du GaN

La Figure III-6 présente le spectre Raman obtenu au niveau de la zone active du transistor, entre les contacts de grille et de drain. Les deux modes de vibration situés à 568,5 cm<sup>-1</sup> et 734,9 cm<sup>-1</sup> sont respectivement associés aux modes de vibration E<sub>2</sub>(high) et A<sub>1</sub>(LO) de la structure wurtzite du GaN. Dans cette étude, nous utilisons le mode E<sub>2</sub>(high) pour estimer  $\Delta T$  puisque ce mode de vibration est le plus intense. On peut également observer un léger épaulement sur la gauche du mode de vibration E<sub>2</sub>(high). Ce dernier semble être associé au mode de vibration E<sub>1</sub>(TO), situé à 558 cm<sup>-1</sup> d'après la littérature [172]. Les positions que

nous relevons sont légèrement différentes des valeurs obtenues pour un échantillon massif de GaN. En effet, Kisielowski *et al.* [25] estiment que la position du mode de vibration E<sub>2</sub>(high) pour un échantillon de GaN massif est de 566,2 cm<sup>-1</sup>. D'après Liu *et al.* [179], cette différence s'explique par une contrainte compressive présente au sein de la couche de nitrure de gallium due au désaccord de maille avec le substrat en saphir.

La bande Raman peu intense associée au substrat est représentée par le pic situé à 417,4 cm<sup>-1</sup>. Il s'agit du mode de vibration A<sub>1g</sub> du saphir qui est le mode de vibration le plus intense de ce matériau [216]. Compte-tenu de la faible intensité de ce mode de vibration sur nos spectres Raman, nous pouvons en déduire que les autres bandes Raman du saphir sont noyées dans le bruit du signal. Enfin, le dôme observé entre 600 et 670 cm<sup>-1</sup> semblerait être associé à une bande de photoluminescence due au substrat de saphir lorsqu'on utilise un laser de longueur d'onde λ = 633 nm [56]. En effet, d'après G. Brocero cette bande n'est plus présente sur le spectre si on utilise un laser de longueur d'onde λ = 514 nm.

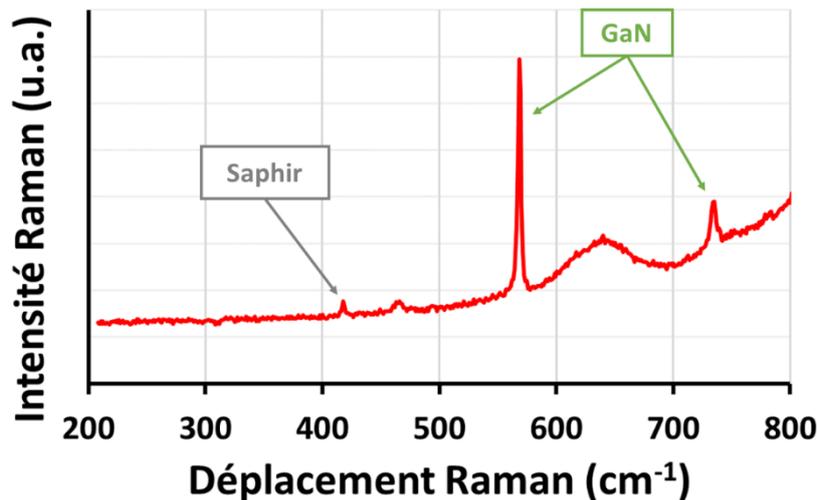


Figure III-6 : Spectre Raman obtenu à la surface de la zone active des transistors HEMTs AlInN/GaN à la température ambiante

L'acquisition de ce spectre a été faite à plusieurs températures. Nous avons alors extrait la position du mode E<sub>2</sub>(high) pour chaque acquisition puis nous avons tracé la variation de la position (δ(GaN)) en fonction de la température de consigne de la cellule régulée. Ce graphique est présenté sur la Figure III-7. Les points expérimentaux ont ensuite été approchés par l'équation III-2 [176].

$$\delta(T) = \delta_0 - \frac{A}{e^{\frac{Bhc\delta_0}{k_B T}} - 1} \quad \text{Equation III-2}$$

Pour rappel,  $\delta(T)$  et  $\delta_0$  représentent respectivement la position du mode de vibration à la température  $T$  et à  $T = 0$  K.  $h$ ,  $k_B$  sont respectivement les constantes de Planck, de Boltzmann et  $c$  symbolise la célérité de la lumière. Enfin,  $A$  et  $B$  sont des paramètres d'ajustement permettant de faire coïncider le modèle mathématique avec les points expérimentaux. L'estimation de la valeur de ces paramètres d'ajustement a été faite à l'aide de l'outil curvefitting du logiciel MatLab® dans sa version 2020b. La courbe d'ajustement présentant le meilleur coefficient de corrélation est présentée en bleu sur la Figure III-7. On peut noter que dans la gamme de température allant de la température ambiante à 600 K, les points expérimentaux sont sensiblement alignés. Comme nous ne travaillerons pas à des températures inférieures à la température ambiante, nous avons choisi de simplifier le modèle mathématique utilisé.

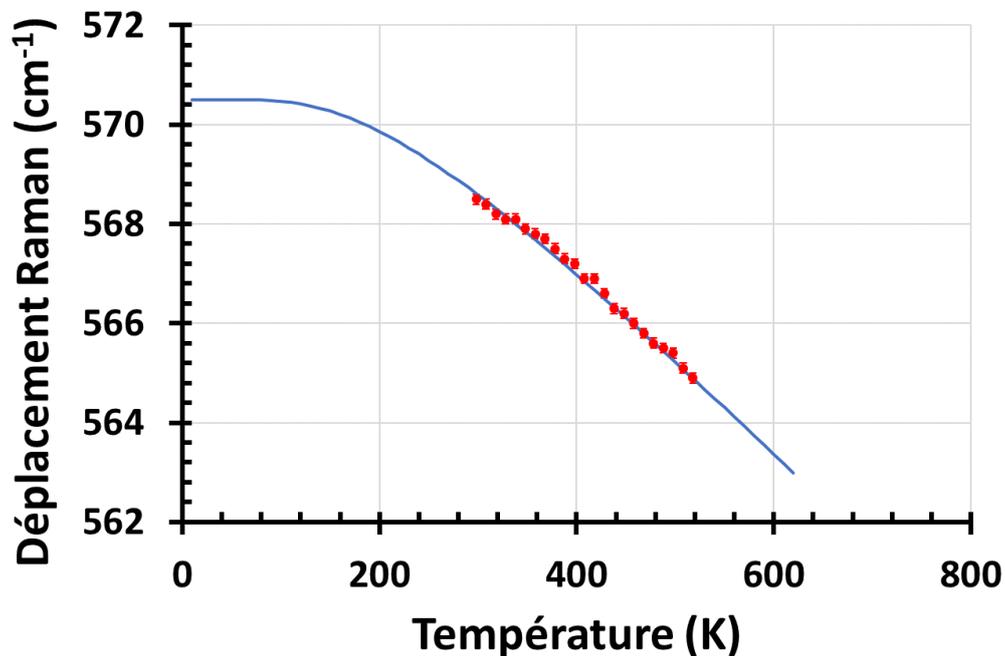


Figure III-7 : Position du mode  $E_2(\text{high})$  du GaN sur saphir en fonction de la température. Les valeurs expérimentales sont représentées par les points rouges tandis que la courbe bleue représente le modèle mathématique obtenu à l'aide de l'équation III-2.

Nous avons ensuite fait l'acquisition de la courbe de calibration en température de  $\delta(\text{GaN})$  sur deux autres composants de même développement présents sur le même wafer afin de vérifier la répétabilité des courbes de calibration en température. Les données expérimentales obtenues sont représentées sur la Figure III-8 ci-dessous. Comme nous ne travaillerons pas à des températures inférieures à l'ambiante, les courbes ne seront présentées que dans la gamme de température comprise entre 300 et 520 K. Pour les trois séries de mesures, la variation de la position en fonction de la température a été approchée par l'équation III-3.

$$\delta(T) = a \times T^2 + b \times T + c$$

Equation III-3

Dans cette équation,  $\delta(T)$  représente la position du mode de vibration à la température  $T$ ,  $a$ ,  $b$  et  $c$  sont des paramètres d'ajustement permettant de faire coïncider le modèle mathématique aux données expérimentales. Les valeurs des paramètres d'ajustement sont données dans le Tableau III-1. Il est important de noter que ce modèle n'est valide que pour des valeurs de températures comprises entre la température ambiante et 520 K, soit la gamme d'étude utilisée pour réaliser la courbe de calibration en température.

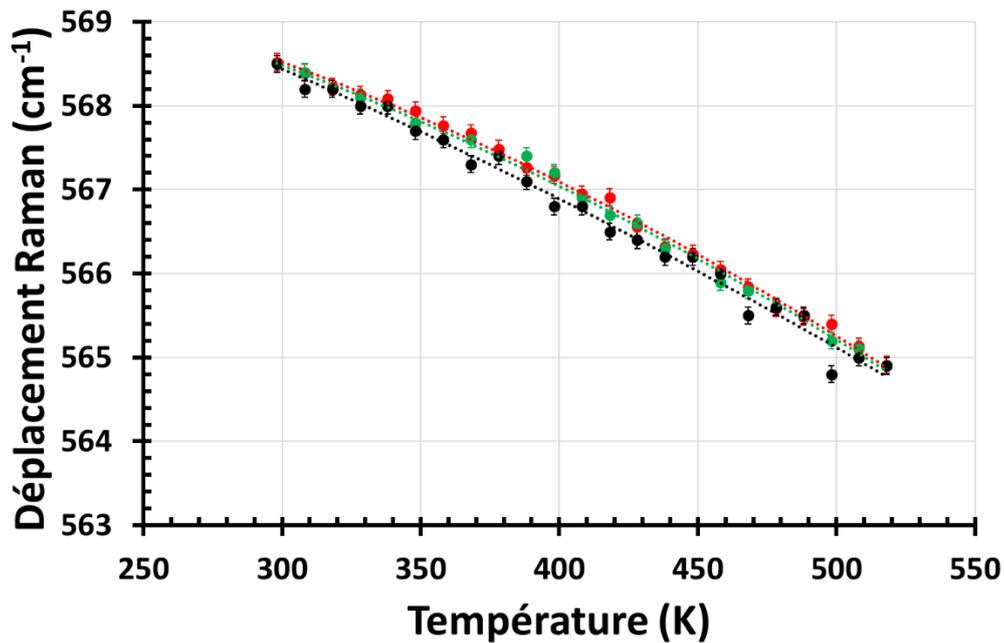


Figure III-8 : Variation de la position du mode de vibration  $E_2(\text{high})$  du GaN en fonction de la température à trois endroits différents entre les contacts de grille et de drain. Les courbes noire, rouge et verte correspondent respectivement aux modèles mathématiques 1, 2 et 3 utilisés pour approcher les courbes expérimentales  $\delta=f(T)$ .

Coefficients	a	b	c	R <sup>2</sup>
Modèle 1	$-1 \cdot 10^{-5}$	-0.0078	571.8	0.9881
Modèle 2	$-2 \cdot 10^{-5}$	+0.0002	570.3	0.9969
Modèle 3	$-2 \cdot 10^{-5}$	-0.0008	570.5	0.9964
Moyenne	$-1.5 \cdot 10^{-5}$	-0.0035	570.9	
Écart type	$5.8 \cdot 10^{-6}$	0.004	0.69	

Tableau III-1 : Valeur des coefficients des modèles mathématiques utilisés pour approcher les valeurs expérimentales des courbes de calibration en température du mode  $E_2(\text{high})$  du GaN présentées sur la Figure III-8 pour des températures comprises entre 300 et 520 K.

Afin de vérifier la répétabilité des mesures des courbes de calibration en température, nous avons mesuré un  $\Delta T$  à partir de ces trois modèles mathématiques. Par exemple, lorsque  $\delta(\text{GaN})$  varie de 568 à 566  $\text{cm}^{-1}$ , le  $\Delta T$  estimé à partir des modèles 1, 2 et 3 sont égaux à 121, 126 et 124°C, respectivement. On constate que la dispersion de ces valeurs est inférieure à l'incertitude de mesure de  $\Delta T$  qui est proche de 10 °C pour le GaN. On peut donc conclure que ces mesures sont répétables.

De même, nous avons étudié la variation de la largeur à mi-hauteur du mode de vibration  $E_2(\text{high})$  ( $\Gamma(\text{GaN})$ ) en fonction de la température comme présenté sur la Figure III-9. Les  $\Gamma(\text{GaN})$  ont été extraits à partir des spectres Raman utilisés pour mesurer les  $\delta(\text{GaN})$  montrés sur la Figure III-8. Nous avons conservé le même code couleur. On peut voir que  $\Gamma(\text{GaN})$  a tendance à augmenter avec la température. Cependant, la variation est d'environ 2  $\text{cm}^{-1}$  sur une gamme de température supérieure à 200 °C, ce qui est faible compte tenu de la précision à  $\pm 0,15 \text{ cm}^{-1}$ . Cela implique que l'incertitude de mesure représente plus de 7% de la variation totale du paramètre thermosensible sur la gamme de température étudiée. Dans le même temps, la position du mode de vibration est de quasiment 4  $\text{cm}^{-1}$  sur cette même gamme de température, avec une précision de  $\pm 0,1 \text{ cm}^{-1}$ . C'est pourquoi nous n'utiliserons pas  $\Gamma(\text{GaN})$  comme paramètre thermosensible.

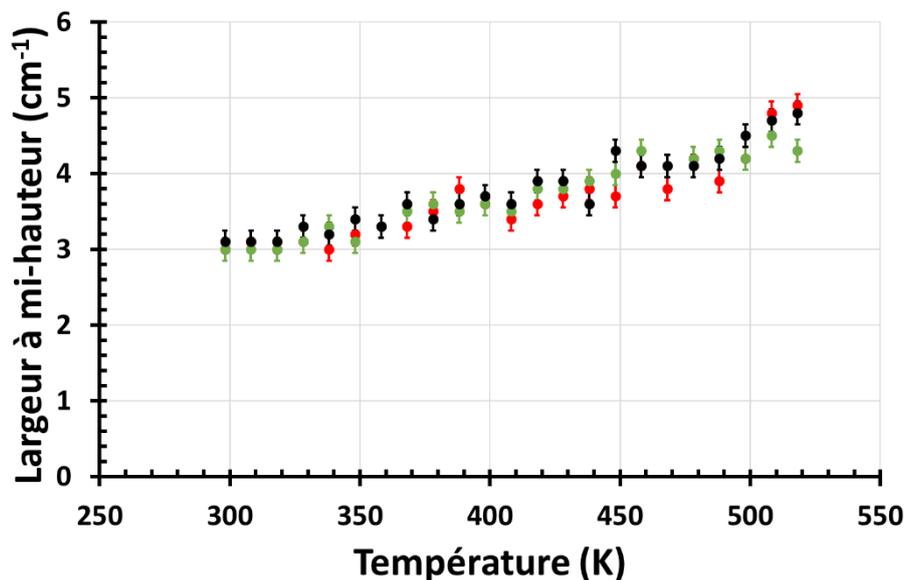


Figure III-9 : Variation de la largeur à mi-hauteur du mode de vibration  $E_2(\text{high})$  du GaN en fonction de la température.

## B. Courbe de calibration en température du mode $A_{1g}$ du substrat de saphir

Comme l'ensemble des couches des composants étudiés dans ce chapitre sont transparentes à la lumière visible [125], nous pouvons observer une bande Raman associée au substrat en saphir, comme présenté sur le spectre Raman de la Figure III-6. Dans le cadre de nos études thermiques, le décalage de la position de ce mode de vibration en fonction de la température nous permet alors de déterminer la température d'auto-échauffement en haut du substrat, moyennée sur une profondeur de quelques micromètres. Nous avons donc réalisé une courbe de calibration de la position du mode Raman  $A_{1g}$  du saphir en fonction de la température en n'étudiant que la variation de la position. En effet, l'intensité du mode de vibration associé au substrat de saphir est faible, ce qui induit une plus faible précision de l'extraction de  $\Gamma$ .

Pour un matériau massif non contraint, la position à température ambiante de ce mode de vibration est de  $417,4 \text{ cm}^{-1}$  [217]. La position du mode de vibration que nous observons à température ambiante est identique à celle du matériau massif non contraint, ce qui signifie que la contrainte dans le substrat est négligeable. Ce résultat est cohérent puisque le substrat en saphir est au moins deux cents fois plus épais que la couche de GaN déposée au-dessus. La courbe de calibration de la position du mode  $A_{1g}$  du substrat de saphir de nos transistors AlInN/GaN est présentée sur la Figure III-10. Les points expérimentaux ont été approchés par un polynôme de degré 2 afin d'obtenir un coefficient de corrélation  $R^2$  supérieur à 0,99.

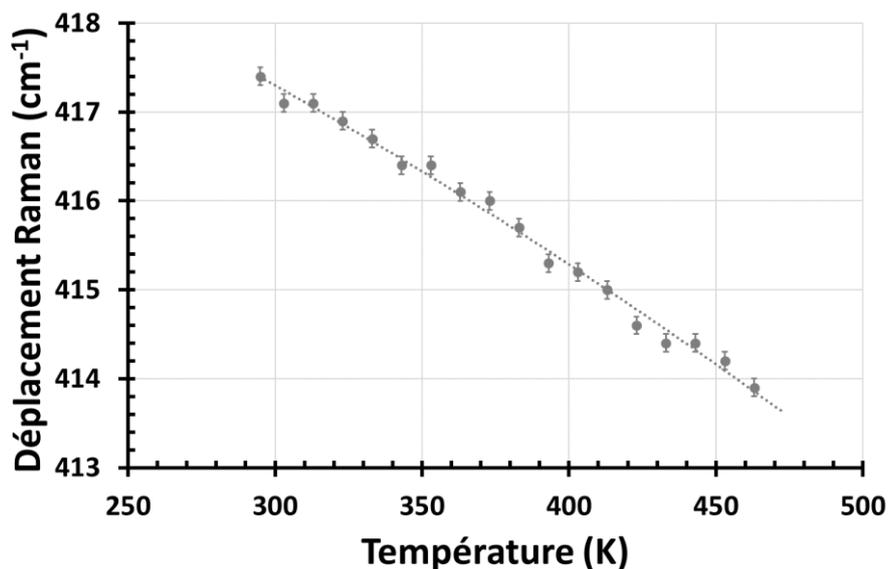


Figure III-10 : Variation de la position du mode de vibration  $A_{1g}$  du substrat de saphir en fonction de la température.

Dans les sous-parties suivantes, nous allons nous intéresser aux courbes de calibration obtenues avec les microthermomètres Raman à base de  $\text{TiO}_2$  et de  $\text{CeO}_2$ . Pour ce faire, nous les avons déposés sur les « transistors jumeaux » utilisés pour réaliser les courbes de calibration précédentes. Ainsi, la nature de la surface sous-jacente sera identique entre les acquisitions faites dans la cellule régulée en température et lors des mesures réalisées sur des transistors polarisés.

## **C. Courbes de calibration en température obtenues sur des microparticules de $\text{CeO}_2$**

Afin de vérifier l'impact de la taille des particules de  $\text{CeO}_2$  sur les mesures des températures d'auto-échauffement, nous avons commencé par mesurer expérimentalement le diamètre moyen des deux lots de microparticules de  $\text{CeO}_2$  de tailles différentes à partir de leur spectre Raman. Ensuite, nous avons réalisé les courbes de calibration pour les deux lots de microparticules.

### **1. Estimation du diamètre moyen de microparticules de $\text{CeO}_2$ issues de deux lots différents**

D'après Saitzek *et al.* [218], il est possible d'estimer le diamètre moyen  $d_g$  d'une microparticule de  $\text{CeO}_2$  en utilisant la largeur à mi-hauteur du mode de vibration  $F_{2g}$  qui lui est associé ( $\Gamma(\text{CeO}_2)$ ). Nous avons alors estimé expérimentalement le diamètre moyen des microparticules de  $\text{CeO}_2$  pour chacun des deux lots. La variation de la largeur à mi-hauteur du mode en fonction de la taille des particules est présentée sur la Figure III-11 [218]. Cette figure représente les valeurs trouvées par trois équipes de recherche différentes. Kosacki *et al.* [219] ont estimé la taille des cristallites de couches minces de  $\text{CeO}_2$  en utilisant la valeur de la largeur à mi-hauteur du mode de vibration  $F_{2g}$ . Cependant, nous ne pouvons pas comparer nos résultats à ceux présentés dans cette étude puisque nous étudions des microparticules et pas des couches minces. Weber *et al.* [220] ont, quant à eux, étudié la variation de  $\Gamma(\text{CeO}_2)$  en fonction de la taille de microparticules dont la dimension est inférieure à 70 Å. D'après les informations données par les fournisseurs de nos microparticules de  $\text{CeO}_2$ , le diamètre est supérieur à 300 Å. Nous avons donc choisi d'utiliser le travail de Saitzek *et al.* [218] car ils ont étudié des microparticules de  $\text{CeO}_2$  dont le diamètre est compris entre 4,5 et 69,7 nm. Or, ces dimensions sont proches des celles données par nos fournisseurs. Nous avons donc estimé expérimentalement le diamètre moyen de nos microparticules en utilisant l'équation donnée sur la Figure III-11. Pour le premier lot de microparticules de  $\text{CeO}_2$  (nommé lot 1), nous avons fait l'acquisition du spectre Raman à température ambiante puis nous avons mesuré une largeur à mi-hauteur de  $6,8 \text{ cm}^{-1}$ . Nous avons suivi la même procédure pour le lot 2 et nous avons extrait une largeur à mi-hauteur de  $8,4 \text{ cm}^{-1}$ . En utilisant l'équation liant  $\Gamma(\text{CeO}_2)$  et  $d_g$

donnée sur la figure ci-dessous, nous avons pu estimer le diamètre moyen dans chaque cas. Les  $d_g$  sont alors respectivement de 75 et 35 nm pour les lots 1 et 2.

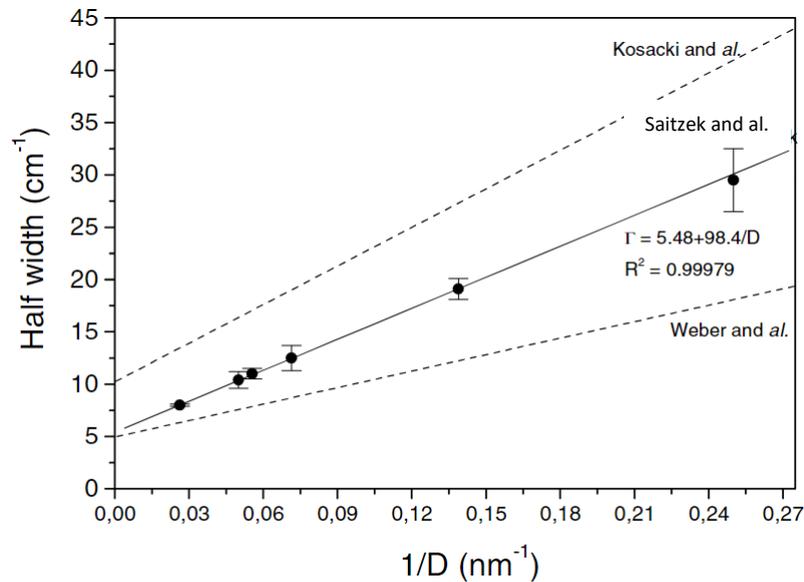


Figure III-11 : Variation de la largeur à mi-hauteur du mode de vibration  $F_{2g}$  des microparticules de  $CeO_2$  en fonction de leur taille (déterminée par diffraction de rayons X). La droite noire continue représente le modèle mathématique linéaire. Les lignes en pointillés représentent les résultats expérimentaux rapportés par Kosacki et al. [219] et Weber et al. [220]. La figure présentée est issue de la référence [218].

Outre l'augmentation de la largeur à mi-hauteur, le mode Raman  $F_{2g}$  du  $CeO_2$  se déplace légèrement vers des énergies plus faibles quand la taille des microparticules diminue. Cependant, cet effet est beaucoup moins prononcé que l'augmentation de la largeur à mi-hauteur. D'après Graham et al. [18], ces phénomènes s'expliquent par le fait que la fonction d'onde des phonons impliqués dans la diffusion Raman du premier ordre n'est plus centrée pour des vecteurs d'onde en  $q = 0$  mais s'étend entre zéro et  $|q| \sim 1/D$ ,  $D$  représentant la taille de la particule.

Dans les deux sous-parties suivantes, nous présenterons la variation de la position et de la largeur à mi-hauteur du mode de vibration  $F_{2g}$  du  $CeO_2$  pour les deux lots de microparticules en fonction de leur température.

## 2. Courbes de calibration en température réalisées sur les microparticules du lot 1

Le spectre Raman obtenu sur des microparticules de  $\text{CeO}_2$  déposées à la surface du semiconducteur entre le contact de drain et de grille est présenté sur la Figure III-12. La bande Raman située à  $464,6 \text{ cm}^{-1}$  est associée au mode de vibration  $F_{2g}$  des microparticules de  $\text{CeO}_2$  du lot 1 [219]. Ce mode de vibration est très intense, ce qui présente un avantage conséquent lors de l'acquisition et de l'extraction de sa largeur à mi-hauteur et de sa position. L'origine de ce signal est liée à un étirement symétrique de l'octaèdre d'oxygène présent dans la structure cristalline du  $\text{CeO}_2$ . Les deux modes de vibration situés à  $568,5 \text{ cm}^{-1}$  et  $734,9 \text{ cm}^{-1}$  sont associés aux modes de vibration du GaN. La bande Raman associée au substrat saphir est représentée par le pic Raman situé aux alentours de  $417 \text{ cm}^{-1}$ . En ayant déposé des microparticules à la surface, nous aurions pu penser que le signal émanant des couches de semiconducteur situées en dessous aurait été complètement masqué. Cependant, comme les microparticules réparties sur la surface sont transparentes et possèdent une taille inférieure à la taille du spot du laser, l'onde électromagnétique incidente peut tout de même sonder les couches présentes sous les particules puisque les modes de vibration du GaN et du saphir restent visibles sur le spectre Raman.

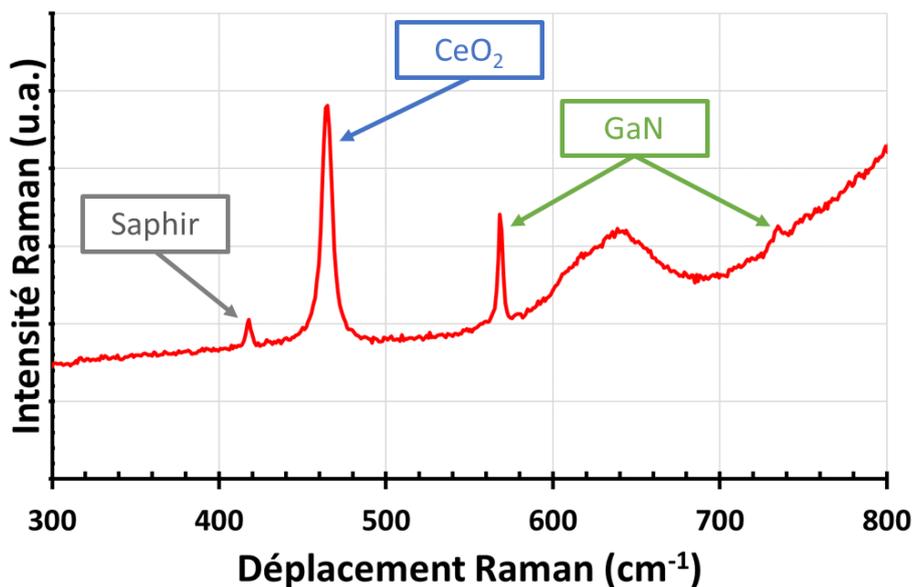


Figure III-12 : Spectre Raman obtenu à la surface de la zone active d'un transistor HEMT AlInN/GaN à la température ambiante après dépôt de microparticules de  $\text{CeO}_2$  dont le diamètre moyen est de 75 nm.

En réitérant ces mesures à plusieurs températures, nous avons pu réaliser la courbe de calibration en température du mode de vibration  $F_{2g}$  des microparticules de  $\text{CeO}_2$  ayant un diamètre moyen de 75 nm, comme présenté sur la Figure III-13. Les mesures ont été faites sur

des microparticules déposées à la surface de la couche de semiconducteur de plusieurs composants, entre les contacts de grille et de drain. Chaque série de mesures a été faite sur des microparticules localisées à différents endroits. Nous avons approché la variation de la position du mode de vibration ( $\delta(\text{CeO}_2)$ ) en fonction de la température par une fonction affine, puisque ce modèle permet d'avoir un coefficient de corrélation proche de 1. Nous avons ensuite extrait les coefficients directeurs et les ordonnées à l'origine pour chaque série de mesure. Les valeurs obtenues sont regroupées dans le Tableau III-2. On peut constater que les valeurs relevées pour tous les modèles sont similaires et que les écarts types estimés sont faibles. A titre d'exemple, pour le coefficient directeur de la droite, l'écart type ne représente que 3% de la valeur moyenne. De plus, les valeurs des ordonnées à l'origine sont proches, l'écart-type étant du même ordre de grandeur que l'incertitude de mesure. Dans la suite de cette étude, nous utiliserons les valeurs de la courbe verte, présentant le coefficient  $R^2$  le plus élevé.

Comme nous l'avons fait pour le GaN, nous allons vérifier la reproductibilité des mesures des courbes de calibration. Nous avons mesuré  $\Delta T$  à partir des trois modèles mathématiques présentés dans le Tableau III-2. Par exemple, si  $\delta(\text{CeO}_2)$  varie de 465 à 462  $\text{cm}^{-1}$ , le  $\Delta T$  estimé à partir des modèles 4, 5, et 6 sont égaux à 141, 141 et 140 °C, respectivement. Ces écarts sont minimes, ce qui implique que les courbes de calibration en température utilisant la variation de la position du mode de vibration  $F_{2g}$  des microparticules sont répétables.

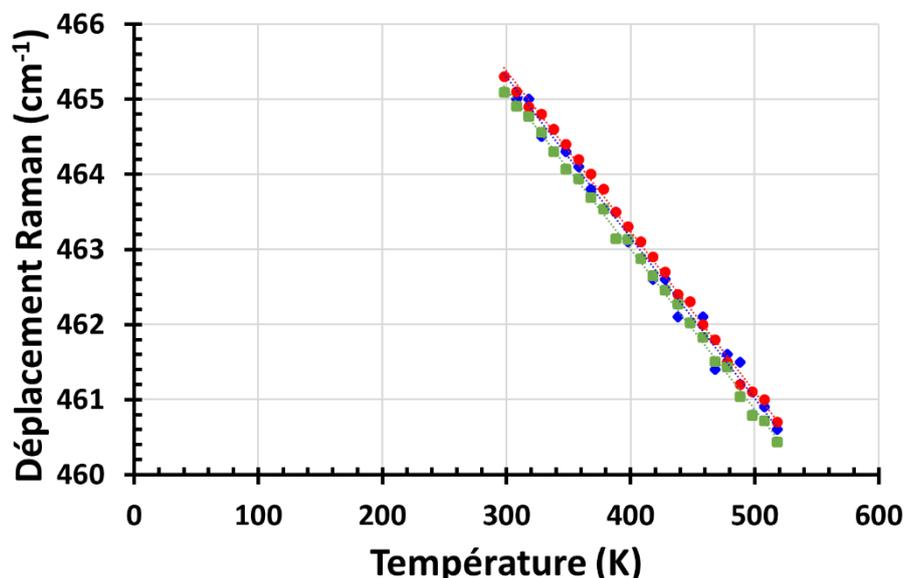


Figure III-13 : Variation de la position du mode de vibration  $F_{2g}$  de microparticules de  $\text{CeO}_2$  ayant un diamètre moyen de 75 nm déposées à trois endroits de la surface du semiconducteur, dans la zone active de transistors HEMTs AlInN/GaN en fonction de la température. Les courbes rouge, verte et bleue correspondent respectivement aux modèles mathématiques 4, 5 et 6.

	Coefficient directeur	Ordonnée à l'origine	R <sup>2</sup>
Modèle 4	-0.0213	471,7	0.9976
Modèle 5	-0.0213	471,5	0.9979
Modèle 6	-0.0214	471,7	0.9888
Moyenne	-0.0210	471,6	
Écart type	$7 \cdot 10^{-4}$	0.11	

Tableau III-2 : Valeurs des coefficients d'ajustement des modèles mathématiques approchant les points expérimentaux des courbes de calibration en température présentées sur la Figure III-13 associées à la variation de la position du mode de vibration  $F_{2g}$  des microparticules de  $CeO_2$  de diamètre moyen  $d_g = 75$  nm.

Afin de vérifier le comportement des microparticules à plus haute température, nous avons mesuré le déplacement de  $\delta(CeO_2)$  pour des températures allant jusqu'à 873 K. La courbe résultante est présentée sur la Figure III-14. Les points oranges représentent les valeurs expérimentales obtenues à plus haute température tandis que les points verts sont un rappel de ceux présentés sur la Figure III-13 et ont été ajoutés comme complément. Nous pouvons alors constater que le déplacement de cette bande Raman est toujours linéaire, même à plus haute température. De plus, nous avons extrait le coefficient directeur et l'ordonnée à l'origine de la fonction affine représentée en pointillés oranges sur la figure ci-dessous. Nous avons trouvé des valeurs respectives de  $-0,0214 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{C}^{-1}$  et  $471,7 \text{ cm}^{-1}$ . Ces valeurs sont en accord avec celles trouvées précédemment. Ce résultat s'avère intéressant pour étudier des composants travaillant à des températures beaucoup plus importantes.

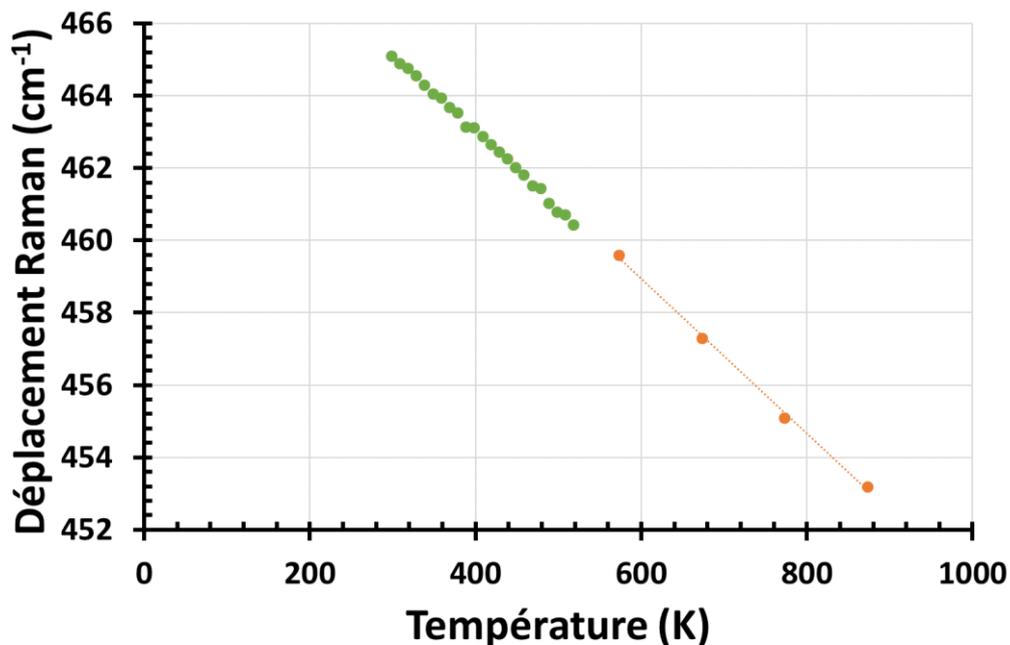


Figure III-14 : Variation de la position du mode de vibration  $F_{2g}$  de microparticules de  $CeO_2$  dont le diamètre moyen est de 75 nm pour des températures comprises entre 300 et 880 K. Les points verts issus de la Figure III-13 sont ajoutés comme complément.

Outre la variation de  $\delta(\text{CeO}_2)$ , nous avons également suivi la variation de la largeur à mi-hauteur du mode de vibration  $F_{2g}$  ( $\Gamma(\text{CeO}_2)$ ) des microparticules de  $\text{CeO}_2$  dont le diamètre moyen est de 75 nm. Pour ce faire, nous avons utilisé les mêmes spectres que ceux utilisés sur la Figure III-13. Nous avons conservé le même code couleur. Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure III-15. Nous pouvons observer que  $\Gamma(\text{CeO}_2)$  croît à mesure que la température augmente. Comme précédemment, chaque série de points expérimentaux a été approchée par un modèle mathématique. Compte-tenu de l'allure de la courbe, nous avons choisi d'utiliser une fonction affine. Les valeurs des coefficients directeurs et des ordonnées à l'origine extraites à partir des données expérimentales sont présentées dans le Tableau III-3. Ici encore, les coefficients de corrélation sont très proches de l'unité, confirmant l'utilisation d'une fonction affine pour représenter la variation de  $\Gamma(\text{CeO}_2)$  en fonction de la température. Nous pouvons également noter que les écarts-types mesurés ne représentent que 2% de la valeur moyenne pour les coefficients directeurs. Le comportement linéaire de la variation de ce paramètre thermosensible avec la température est donc cohérent pour une gamme de températures comprise entre 300 et 520 K.

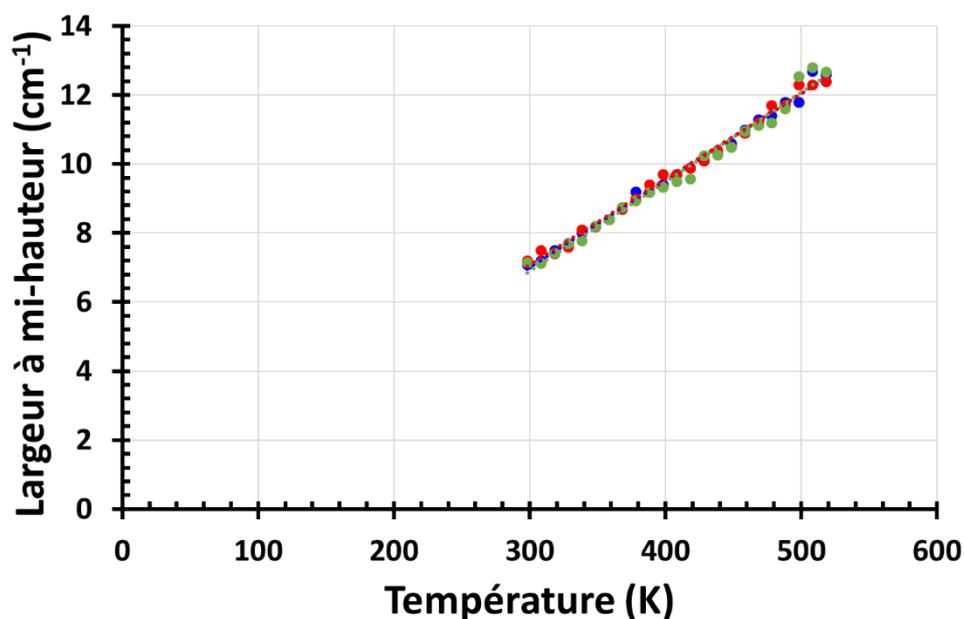


Figure III-15 : Variation de la largeur à mi-hauteur du mode  $F_{2g}$  des microparticules de  $\text{CeO}_2$  de diamètre moyen  $d_g = 75$  nm en fonction de la température mesurée lors de trois séries de mesures faites sur des microparticules déposées à la surface du semiconducteur et localisées à différents endroits. Les courbes rouge, bleue et verte correspondent aux modèles mathématiques 7, 8 et 9 utilisés pour approcher les données expérimentales  $\Gamma=f(T)$ .

Afin de vérifier la répétabilité des mesures de ces courbes de calibration, nous avons mesuré un  $\Delta T$  à partir des modèles 7, 8 et 9. Par exemple, si  $\Gamma(\text{CeO}_2)$  varie de 8 à 12  $\text{cm}^{-1}$ , les  $\Delta T$  estimés sont de 161, 154 et 158  $^\circ\text{C}$ , respectivement. Nous constatons que ces trois modèles mathématiques donnent des valeurs similaires compte-tenu de l'incertitude de mesure. Dans

la suite de ce manuscrit, nous utiliserons le modèle 9 pour extraire la valeur de température d'auto-échauffement afin de conserver les données expérimentales issues de la même série de mesures que celle utilisées sur la Figure III-13.

	Coefficient directeur	Ordonnée à l'origine	R <sup>2</sup>
<b>Modèle 7</b>	0,0248	-0,4	0,9923
<b>Modèle 8</b>	0,0253	-0,6	0,9934
<b>Modèle 9</b>	0,0259	-0,9	0,9829
<b>Moyenne</b>	0,0251	-0,6	
<b>Ecart type</b>	0,0006	0,25	

Tableau III-3 : Valeurs des coefficients d'ajustement des modèles mathématiques utilisés pour approcher les courbes de calibration en température de  $\Gamma(\text{CeO}_2)$  présentées sur la Figure III-15.

Afin d'étudier la variation de  $\Gamma(\text{CeO}_2)$  sur une gamme de température plus importante, nous avons réalisé des mesures jusqu'à 873 °C. Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure III-16. Précédemment, nous avons approché la variation de la largeur à mi-hauteur par une fonction affine. Néanmoins, lorsque la gamme de température étudiée est comprise entre la température ambiante et 873 K, il est préférable d'utiliser un polynôme du second degré afin de traduire le comportement non linéaire de la variation de la largeur à mi-hauteur en fonction de la température.

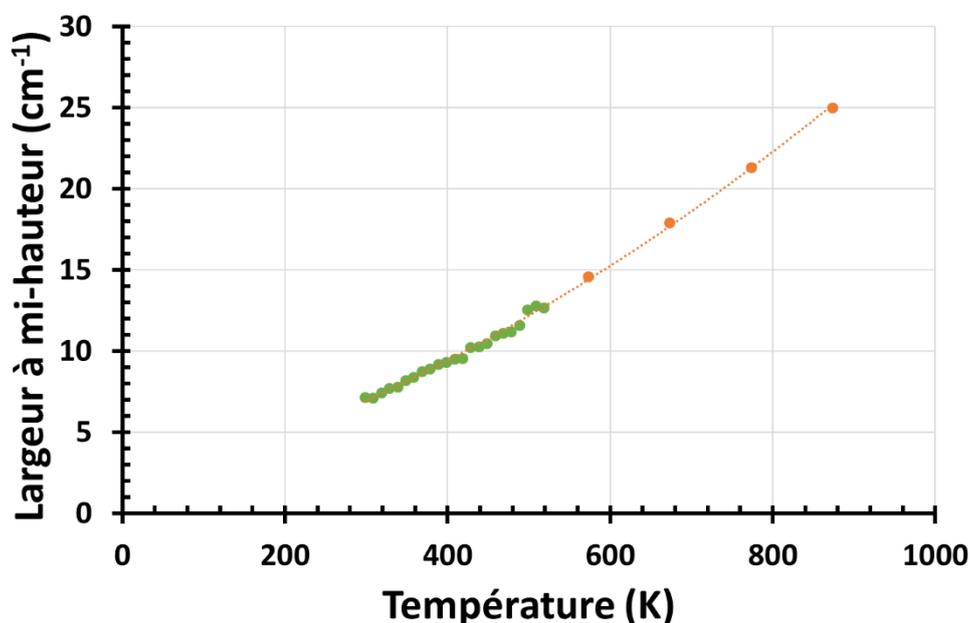


Figure III-16 : Variation de la largeur à mi-hauteur du mode Raman  $F_{2g}$  des microparticules de  $\text{CeO}_2$  de diamètre moyen  $d_g = 75$  nm pour des températures comprises entre 300 et 880 K. Les points verts sont issus de la Figure III-15 et ont été ajoutés comme complément.

Dans ce paragraphe, nous avons pu voir que les variations de  $\delta(\text{CeO}_2)$  et de  $\Gamma(\text{CeO}_2)$  attribuées à la microparticule de  $\text{CeO}_2$  en fonction de la température peuvent être utilisés comme paramètres thermosensibles. Grâce aux courbes de calibration réalisées, la température de composants polarisés sera estimée en utilisant la variation de ces deux grandeurs.

### **3. Courbes de calibration en température réalisées sur les microparticules du lot 2**

Dans la suite de notre étude, nous allons comparer les courbes de calibration réalisées avec des particules de  $\text{CeO}_2$  de diamètres différents. Nous avons alors réalisé des courbes de calibration en température avec des microparticules de  $\text{CeO}_2$  dont le diamètre moyen a été estimé expérimentalement à 35 nm. La variation de la position du mode de vibration  $F_{2g}$  en fonction de la température est présentée en orange sur la Figure III-17. Afin de visualiser l'impact du diamètre moyen des particules sur les courbes de calibration, nous avons ajouté en vert sur ce graphique la variation de la position du mode  $F_{2g}$  de microparticules de  $\text{CeO}_2$  dont le diamètre moyen est de 75 nm. Ainsi, nous observons que le déplacement de la position du mode de vibration avec la température est différent suivant le diamètre moyen de la microparticule. Cette observation est en accord avec la référence [221] qui stipule que la variation de la largeur à mi-hauteur et de la position du mode de vibration Raman sont dépendantes de la taille des microparticules. Cela confirme donc la nécessité de réaliser des courbes de calibration en température pour chaque matériau, y compris lorsqu'il y a un changement de lot des microparticules utilisées.

Nous avons approché les points expérimentaux associés aux microparticules de diamètre moyen  $d_g = 35$  nm par une fonction affine, représentée en pointillés oranges. Dans le cas présenté ici, le coefficient de la droite est de  $-0,0257 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  et l'ordonnée à l'origine est de  $472,4 \text{ cm}^{-1}$ . Le coefficient directeur de la droite (et donc la sensibilité des microthermomètres Raman) est 20% plus élevé pour des microparticules de  $\text{CeO}_2$  dont le diamètre moyen est de 35 nm, en comparant aux valeurs obtenues avec les microparticules de diamètre moyen  $d_g = 75$  nm. Nous comparerons cette influence de cette variation de la sensibilité des microthermomètres à la température dans le paragraphe IV de ce chapitre, lors des mesures réalisées sur des composants polarisés.

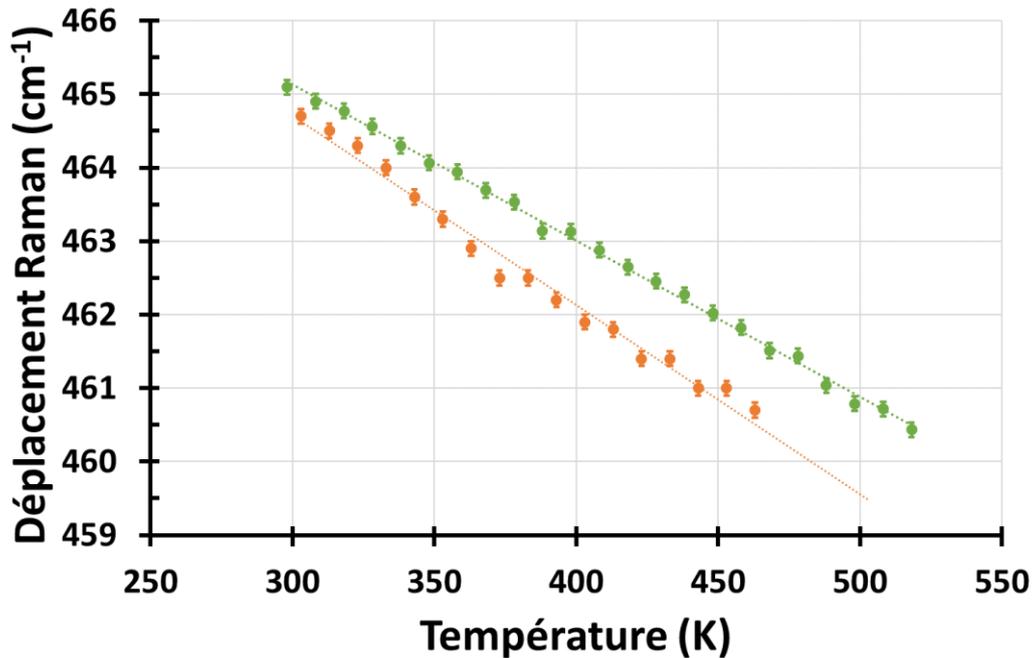


Figure III-17 : Variation en fonction de la température de la position du mode de vibration  $F_{2g}$  pour des microparticules de  $CeO_2$  de diamètre moyen  $d_g = 35$  nm (points oranges) et  $d_g = 75$  nm (points verts). Les données représentées en vert sont issues de la Figure III-13 et sont présentées à titre de comparaison.

#### D. Courbes de calibration en température obtenues sur des microparticules de $TiO_2$

Afin de vérifier la fiabilité des mesures réalisées avec les microthermomètres Raman à base de  $CeO_2$ , nous avons décidé de les comparer avec celles effectuées avec des microthermomètres Raman à base de  $TiO_2$ , comme cela a été rapporté dans la littérature [176, 184]. La Figure III-18 montre le spectre Raman obtenu lorsque la mesure est effectuée sur des microparticules de dioxyde de titane sous leur forme anatase, déposées sur la surface de la zone active entre les contacts de grille et de drain du composant. L'acquisition a été faite à la température ambiante et le composant n'est pas polarisé.

Nous pouvons observer un grand nombre de modes de vibration associés soit aux microparticules de  $TiO_2$  ou soit au GaN. Dans un souci de clarté, la position des modes de vibration du  $TiO_2$  ainsi que leur dénomination ont été rassemblées dans le Tableau III-4 [222-225]. Le mode  $A_{1g}$  du saphir n'est pas visible sur ce spectre. Comme son intensité est faible, il se retrouve noyé dans le bruit du signal.

Parmi tous ces modes de vibration, nous avons choisi d'étudier le mode  $E_g$  situé à  $144\text{ cm}^{-1}$  à la température ambiante comme paramètre thermosensible pour les microparticules de  $TiO_2$ . En effet, ce dernier présente une intensité beaucoup plus importante

que les autres bandes Raman. Ce mode de vibration est également celui utilisé dans la littérature pour mesurer des températures en surface de composants [183].

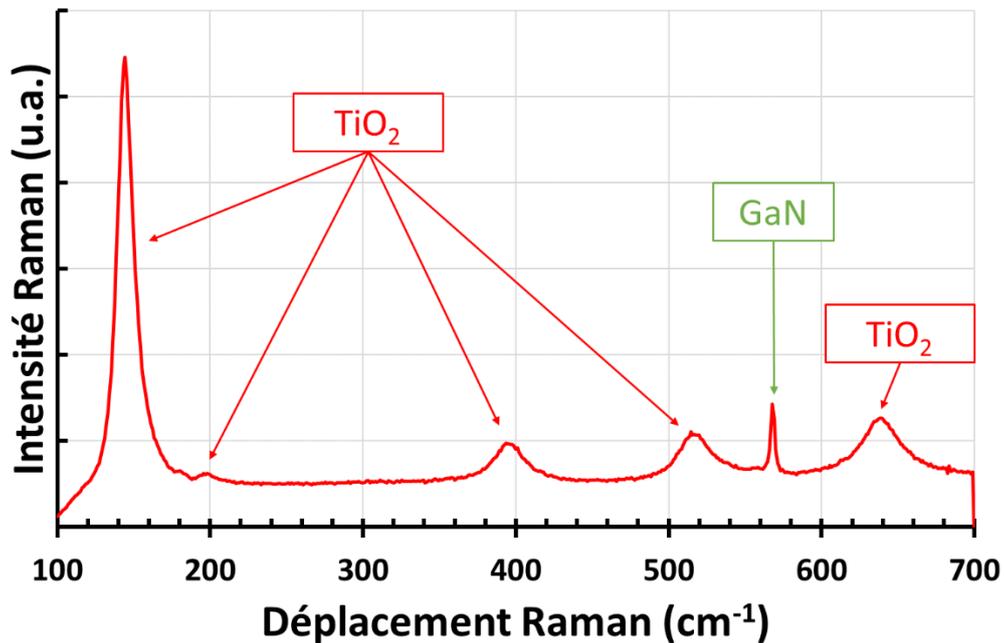


Figure III-18 : Spectre Raman obtenu sur des microparticules de  $\text{TiO}_2$  déposées à la surface de la zone active de transistors  $\text{AlInN}/\text{GaN}$  sur un substrat de saphir.

Positions relevées dans la littérature		Positions obtenues dans cette étude	Mode de vibration
[224]	[222, 223, 225]		
143 $\text{cm}^{-1}$	144 $\text{cm}^{-1}$	144,6 $\text{cm}^{-1}$	$E_g$
196 $\text{cm}^{-1}$	197 $\text{cm}^{-1}$	197,2 $\text{cm}^{-1}$	$E_g$
397 $\text{cm}^{-1}$	399 $\text{cm}^{-1}$	395,6 $\text{cm}^{-1}$	$B_{1g}$
516 $\text{cm}^{-1}$	513 $\text{cm}^{-1}$	516,6 $\text{cm}^{-1}$	$A_{1g}$
	519 $\text{cm}^{-1}$		$B_{1g}$
639 $\text{cm}^{-1}$	639 $\text{cm}^{-1}$	638,7 $\text{cm}^{-1}$	$E_g$

Tableau III-4 : Position des modes de vibration associés aux microparticules de  $\text{TiO}_2$  à la température ambiante.

En faisant l'acquisition de ce spectre à différentes températures, nous avons obtenu la courbe de calibration présentée sur la Figure III-19. Ici encore, les points expérimentaux semblent alignés. Nous avons donc approché les valeurs mesurées par une fonction affine. Le coefficient directeur de la fonction affine résultante est de  $0,0281 \text{ cm}^{-1} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ , ce qui est environ 30% plus élevé que les coefficients directeurs relevés pour les microparticules de  $\text{CeO}_2$  de diamètre moyen  $d_g = 75 \text{ nm}$ . Ainsi, la sensibilité en température des microparticules de  $\text{TiO}_2$  utilisées dans cette étude semble donc légèrement supérieure à celle des deux tailles de microparticules de  $\text{CeO}_2$  étudiées précédemment. Néanmoins, le diamètre moyen des

microparticules de  $\text{TiO}_2$  utilisées dans cette étude est  $< 25$  nm d'après le fournisseur. Nous n'avons cependant pas de moyen de vérifier expérimentalement la distribution de la taille des microparticules au sein du laboratoire. Toutefois, le mode de vibration  $E_g$  ( $\Gamma(\text{TiO}_2)$ ) situé à  $144 \text{ cm}^{-1}$  à la température ambiante possède une largeur à mi-hauteur d'environ  $14 \text{ cm}^{-1}$ . Choi *et al.* [225] ont caractérisé par spectroscopie Raman des nanoparticules de  $\text{TiO}_2$  sous leur forme anatase ayant un diamètre moyen de 30 nm. Ils ont relevé une largeur à mi-hauteur de  $13,2 \text{ cm}^{-1}$ , ce qui reste proche de nos résultats. Un diamètre moyen de 25 nm semble alors cohérent avec nos mesures.

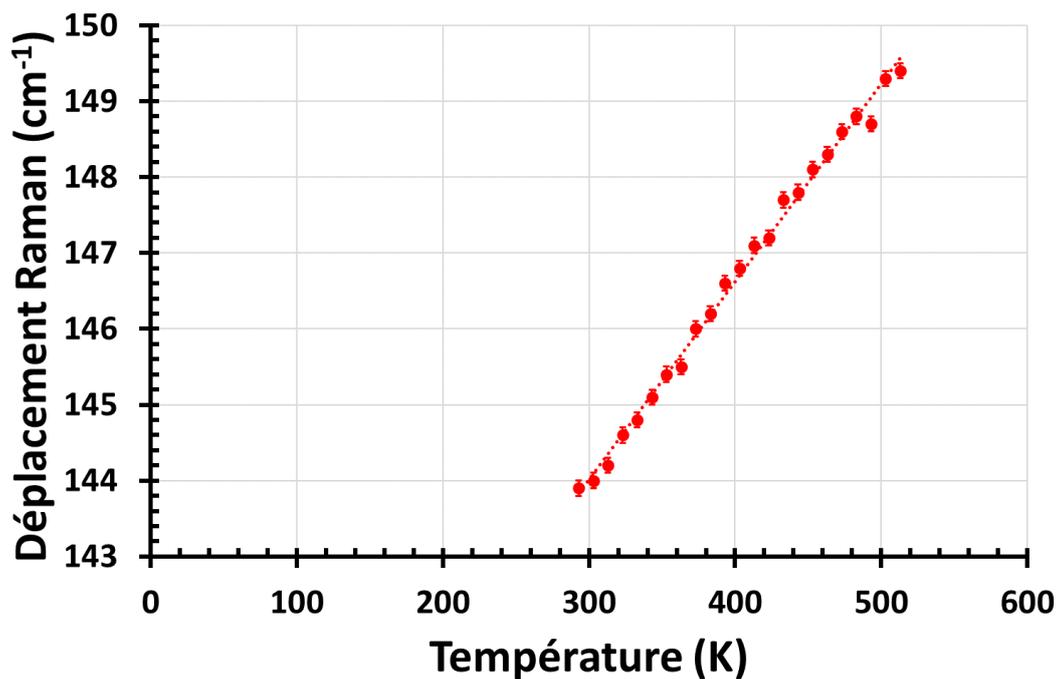


Figure III-19 : Variation de la position du mode vibration  $E_g$  des microparticules de  $\text{TiO}_2$  en fonction de la température.

Nous avons pu observer sur la Figure III-17 que la sensibilité des microparticules de  $\text{CeO}_2$  vis-à-vis de la température augmente quand le diamètre moyen des microparticules passe de 75 à 35 nm. Nous ne pouvons donc pas déterminer si les microparticules de  $\text{TiO}_2$  présentent une meilleure sensibilité en température que celles de  $\text{CeO}_2$  ou s'il s'agit d'une conséquence de la différence de dimensions des particules.

Il est également intéressant de noter que la position du pic associé au mode de vibration  $E_g$  augmente avec la température, contrairement à tous les autres matériaux étudiés dans ce mémoire. D'après la littérature, ce phénomène est dû à un effet anharmonique de ce mode de vibration [222]. De plus, ce pic est asymétrique à basse température à cause d'un effet de confinement des phonons. Ces deux effets s'atténuent au fur et à mesure que la température du matériau augmente [223].

Comme précédemment, nous allons également nous intéresser à la variation de  $\Gamma(\text{TiO}_2)$  en fonction de la température. Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure III-20. Nous pouvons voir que la largeur de la bande Raman augmente globalement avec la température mais que la dispersion des points expérimentaux est importante, même en tenant compte de l'incertitude des mesures. Dans ces conditions, il n'y a pas de modèle physique permettant de représenter le comportement de la variation de  $\Gamma(\text{TiO}_2)$  en fonction de la température. La dispersion de ces mesures peut s'expliquer par l'asymétrie du pic Raman associé aux effets de confinement des phonons comme précisé précédemment [222]. Pour réaliser nos études thermiques, nous n'utiliserons alors que la variation de  $\delta(\text{TiO}_2)$  du mode de vibration situé à  $144 \text{ cm}^{-1}$  à la température ambiante.

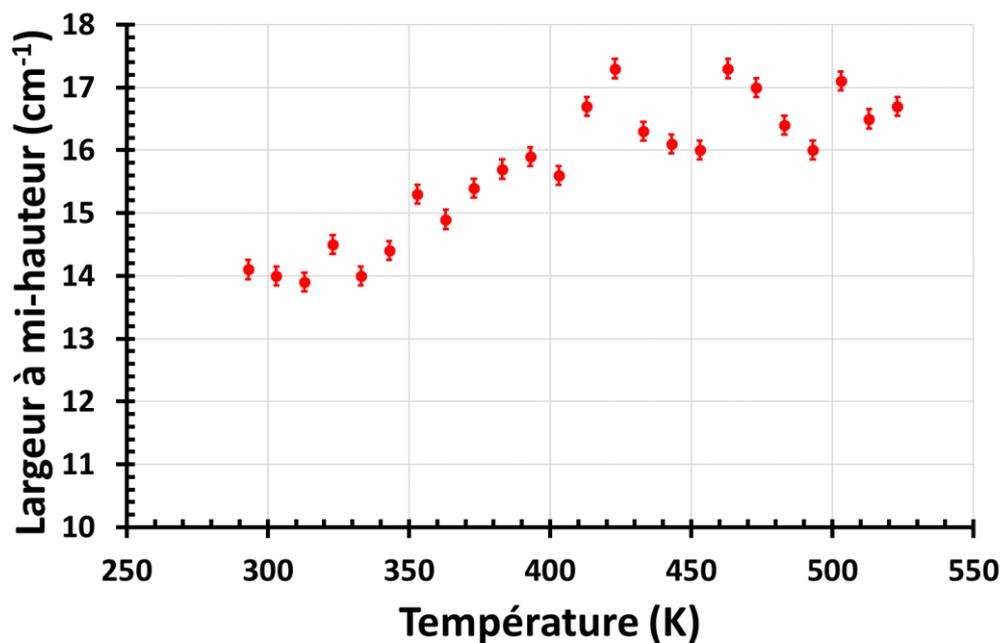


Figure III-20 : Variation en fonction de la température de la largeur à mi-hauteur du mode de vibration  $E_g$  du  $\text{TiO}_2$ .

Toutes ces courbes de calibration vont permettre d'estimer aussi bien la température d'auto-échauffement volumique et surfacique de la couche de GaN que celle de la surface des contacts métalliques des transistors HEMTs AlInN/GaN polarisés en régime continu dans un premier temps.

#### IV. Estimation de la température d'auto-échauffement en surface et en volume de transistors HEMTs AlInN/GaN polarisés en régime continu

Afin de caractériser thermiquement les transistors AlInN/GaN, nous avons déposé des microparticules de TiO<sub>2</sub> et de CeO<sub>2</sub> sur la surface des composants. En déposant les deux types de microparticules à la surface, il est possible d'estimer la température en un même point pour les deux types de microthermomètres. Les résultats obtenus pourront ainsi être comparés puisqu'ils auront été obtenus au même point, sur le même composant, dans les mêmes conditions de polarisation.

Pour ce faire, il est nécessaire de préparer une suspension de particules de TiO<sub>2</sub> dans de l'éthanol qui est ensuite déposée sur la surface des composants par enduction. Le même protocole expérimental est utilisé pour déposer les microparticules de CeO<sub>2</sub> sur la surface des transistors.

##### A. Mesures de température réalisées entre les contacts de grille et de drain

Avant de caractériser thermiquement les composants, il est important de rappeler que le dépôt des microparticules de CeO<sub>2</sub> n'entraîne pas de modification des caractéristiques électriques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  de transistors polarisés en régime continu, comme présenté sur la Figure III-21 [56].

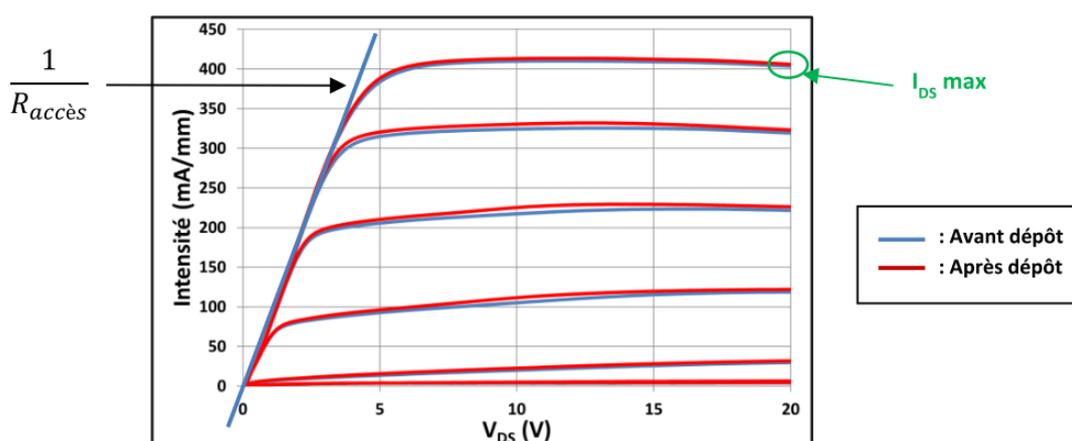


Figure III-21 : Caractéristique  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  d'un HEMT AlGaIn/GaN sur substrat saphir avant (en bleu) et après dépôt de particules de CeO<sub>2</sub> pas spin-coating (en rouge).  $V_{DS}$  varie de 0 à 20 V par pas de 200 mV et  $V_{GS}$  évolue de -6 à 1 V par pas de 1 V [56].

Après avoir déposé des microparticules de  $\text{CeO}_2$  et de  $\text{TiO}_2$  sur la surface du composant, une zone située entre la grille et le drain du composant a été caractérisée par spectroscopie Raman (Figure III-22-a). Sur ce schéma, les points bleus et rouges symbolisent respectivement les microparticules de  $\text{CeO}_2$  et de  $\text{TiO}_2$ , tandis que la zone verte schématise le spot laser. Dans ces conditions, le spectre Raman obtenu en ce point met en évidence un grand nombre de modes de vibration comme le montre la Figure III-22-b. Ainsi, on peut observer un mode de vibration  $E_2(\text{high})$  du GaN situé à  $568 \text{ cm}^{-1}$  et un mode  $F_{2g}$  du  $\text{CeO}_2$  localisé à  $465 \text{ cm}^{-1}$ . Les autres bandes Raman sont associées aux divers modes de vibration du  $\text{TiO}_2$  qui sont actifs en spectroscopie Raman. Ces résultats prouvent qu'un spectre Raman réalisé sur une zone choisie judicieusement permet d'estimer simultanément la température d'auto-échauffement volumique et surfacique de la couche de GaN à partir du mode vibration attribué au GaN et aux microthermomètres Raman à base de  $\text{TiO}_2$  et à base de  $\text{CeO}_2$ , respectivement.

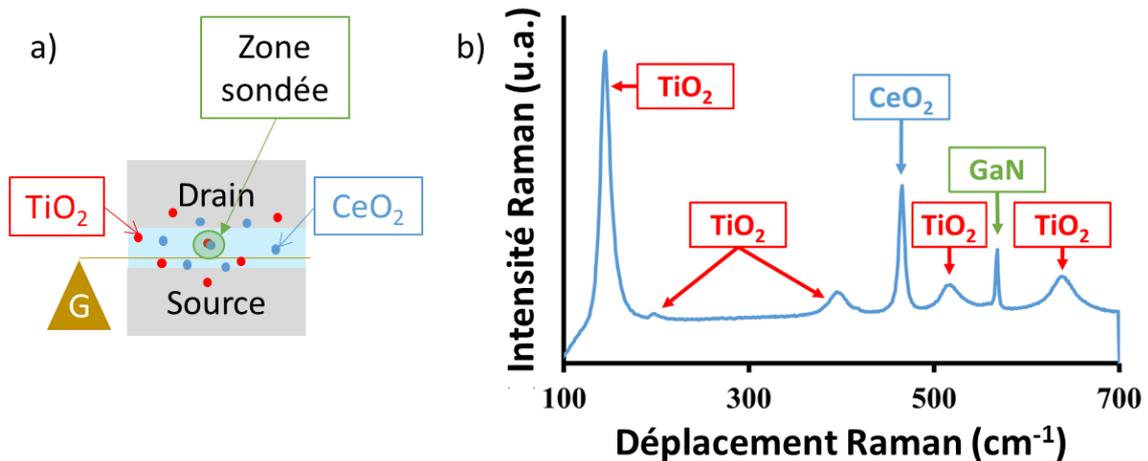


Figure III-22 : (a) Représentation schématique de la dispersion des microparticules à la surface du composant et (b) spectre Raman des microparticules de  $\text{CeO}_2$  et de  $\text{TiO}_2$  déposées à la surface du semiconducteur, dans la zone active des transistors HEMTs  $\text{AlInN}/\text{GaN}$  étudiés.

Il est important de noter que les effets piézoélectriques induits par des effets de contraintes dans le GaN peuvent engendrer un déplacement de la bande Raman  $E_2(\text{high})$  et ainsi entraîner une mauvaise estimation de la température d'auto-échauffement du transistor polarisé. Afin de s'affranchir de ces effets, il est impératif de soustraire la position de la bande Raman  $E_2(\text{high})$  mesurée lorsque le composant est polarisé à l'état ON, i.e. quand le composant délivre un courant, avec celle obtenue lorsqu'il est polarisé à l'état OFF i.e. à canal pincé (le courant est quasiment nul) pour chaque valeur de  $V_{\text{DS}}$  [137, 169, 226, 227].

Pour ces raisons, nous avons commencé par mesurer les spectres Raman sur des microparticules déposées à la surface du semiconducteur lorsque le composant est polarisé en maintenant  $V_{\text{GS}}$  au pincement, à savoir à  $-5 \text{ V}$  et en augmentant  $V_{\text{DS}}$  de  $0$  à  $20 \text{ V}$  par pas de

5 V. Puis, une autre série de mesures a été faite à canal ouvert c'est-à-dire en fixant  $V_{GS}$  à 0 V et en imposant à  $V_{DS}$  les mêmes valeurs que précédemment. Ainsi, un spectre Raman a été réalisé pour chaque valeur de  $V_{DS}$  quand  $V_{GS} = -5$  V puis quand  $V_{GS} = 0$  V.

Suite à l'acquisition des différents spectres Raman et à l'aide des courbes de calibration, nous avons été en mesure de déterminer les températures d'auto-échauffement à plusieurs densités de puissance dissipées comme présenté sur la Figure III-23. Des résultats similaires ont été obtenus sur neuf autres composants. Dans chaque cas, nous avons utilisé la variation de la position des modes  $E_2(\text{high})$  du GaN ( $\delta(\text{GaN})$ ),  $F_{2g}$  du  $\text{CeO}_2$  ( $\delta(\text{CeO}_2)$ ),  $E_g$  du  $\text{TiO}_2$  ( $\delta(\text{TiO}_2)$ ) et  $A_{1g}$  du saphir ( $\delta(\text{saphir})$ ), comme paramètres thermosensibles. Par soucis de clarté, les températures d'auto-échauffement estimées à partir de la variation de la position de ces modes de vibration seront appelées respectivement  $\Delta T(\text{GaN})$ ,  $\Delta T(\text{CeO}_2)$ ,  $\Delta T(\text{TiO}_2)$  et  $\Delta T(\text{saphir})$ . Pour les quatre courbes présentées sur la Figure III-23, nous observons que les températures d'auto-échauffement  $\Delta T(\text{GaN})$ ,  $\Delta T(\text{CeO}_2)$ ,  $\Delta T(\text{TiO}_2)$  et  $\Delta T(\text{saphir})$  augmentent linéairement lorsque la densité de puissance dissipée ( $P_D$ ) varie entre 0 et 9 W/mm. A titre d'exemple, on peut voir que  $\Delta T(\text{GaN})$ ,  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  et  $\Delta T(\text{TiO}_2)$  valent respectivement 158 °C, 207 °C et 217 °C quand  $P_D$  est égale à 9 W.mm<sup>-1</sup>. Dans ces mêmes conditions,  $\Delta T(\text{saphir}) = 90$  °C. De plus, il est intéressant de noter que les températures d'auto-échauffement estimées avec les deux types de microthermomètres Raman sont toujours sensiblement identiques, à l'incertitude de mesure près. Ces résultats prouvent que l'usage de microthermomètres Raman à base de  $\text{CeO}_2$  se révèle être une technique fiable pour l'estimation de la température d'auto-échauffement de la surface des composants. De plus, les valeurs de  $\Delta T(\text{GaN})$  sont toujours inférieures aux valeurs de  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  et de  $\Delta T(\text{TiO}_2)$  quelles que soient les valeurs de  $P_D$  considérées. Dans les faits,  $\Delta T(\text{GaN})$  représente la température volumique de la couche de GaN car elle est moyennée sur l'intégralité de l'épaisseur de la couche sondée, à savoir 3  $\mu\text{m}$  pour ces transistors. Ces effets sont cohérents avec des résultats rapportés dans la littérature puisque Kuball *et al.* mettent en avant que des gradients de température peuvent atteindre 100 °C. $\mu\text{m}^{-1}$  au niveau du canal d'électrons pour des HEMTs à base de GaN [137]. A contrario,  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  et  $\Delta T(\text{TiO}_2)$  représentent la température de la surface du composant qui est plus proche du canal d'électron et donc de la zone la plus chaude d'un transistor polarisé. Cela justifie que  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  et  $\Delta T(\text{TiO}_2)$  soient plus élevées que  $\Delta T(\text{GaN})$  et ces observations sont cohérentes avec celles rapportées par la littérature [176]. Le substrat étant encore plus éloigné du canal d'électron, il paraît normal que sa température d'auto-échauffement soit inférieure à celle du GaN. Cette différence peut également être due à l'existence d'une résistance thermique à l'interface (également appelé TBR pour *Thermal Boundary Resistance* en anglais) entre la couche de GaN et le substrat, créant une discontinuité thermique à l'interface entre ces deux couches, et induisant de fait une température plus faible au niveau du substrat [228].

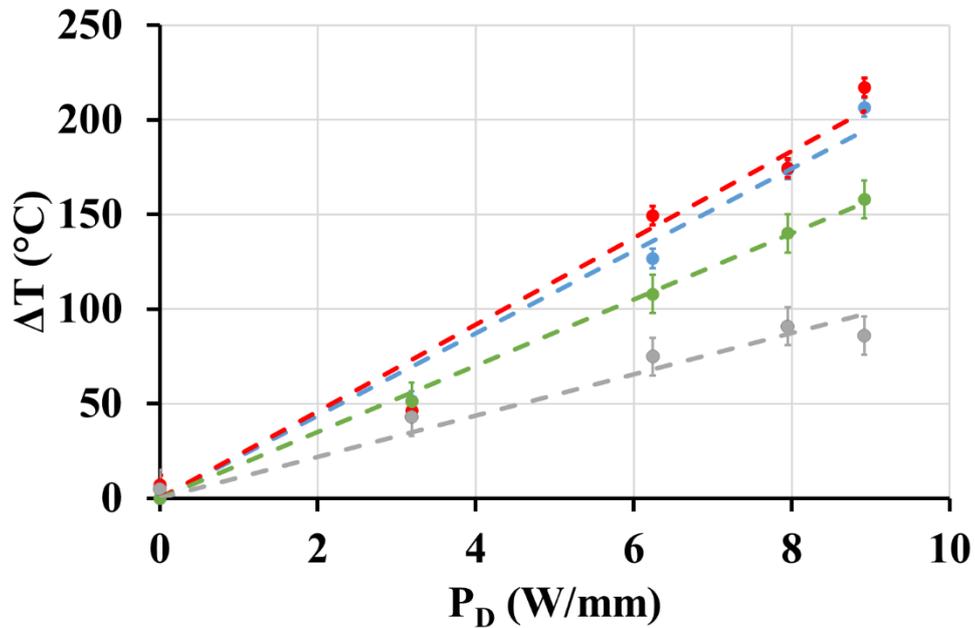


Figure III-23 : Evolution de la température d’auto-échauffement en volume du GaN (points verts), du substrat (points gris) et en surface du semiconducteur en utilisant des microthermomètres Raman de  $\text{CeO}_2$  (points bleus) et de  $\text{TiO}_2$  (points rouges) en utilisant la variation de la position des modes de vibration associés aux différents matériaux en fonction de la puissance dissipée. Les courbes en pointillés représentent les approximations linéaires pour chaque cas.

Comme la position des pics Raman  $F_{2g}$  des microparticules de  $\text{CeO}_2$  peut être sensible à des effets de contraintes alors la température d’auto-échauffement peut être faussée dans certains cas, ce qui peut alors engendrer une sur- ou sous-estimation de  $\Delta T(\text{CeO}_2)$ . En effet, la formation de lacunes d’oxygène peut induire une modification de la position de la bande Raman relative au  $\text{CeO}_2$  qui peut être particulièrement significative pour les petites particules de  $\text{CeO}_2$  [229]. Par contre, il est important de noter que l’impact des effets de contraintes est beaucoup plus important sur  $\delta(\text{CeO}_2)$  que sur  $\Gamma(\text{CeO}_2)$ . Afin de valider la mesure de  $\Delta T(\text{CeO}_2)$ , la température d’auto-échauffement de la surface du composant a été estimée à partir de  $\delta(\text{CeO}_2)$  et de  $\Gamma(\text{CeO}_2)$  lorsque le composant est polarisé. La comparaison des mesures de  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  à partir des deux paramètres thermosensibles est présentée sur la Figure III-24. A titre d’exemple, nous constatons que, lorsque  $P_D = 9 \text{ W.mm}^{-1}$ ,  $\Delta T(\text{CeO}_2) = 207 \text{ °C}$  que la température d’auto-échauffement soit estimée à partir de  $\delta(\text{CeO}_2)$  ou de  $\Gamma(\text{CeO}_2)$ . On peut noter que pour toutes les  $P_D$  étudiées, les deux paramètres thermosensibles des microthermomètres de  $\text{CeO}_2$  permettent d’obtenir des  $\Delta T$  similaires. Nous pouvons donc en déduire que les microparticules utilisées ne sont pas soumises à un effet de contrainte dû à des lacunes d’oxygène dans la structure.

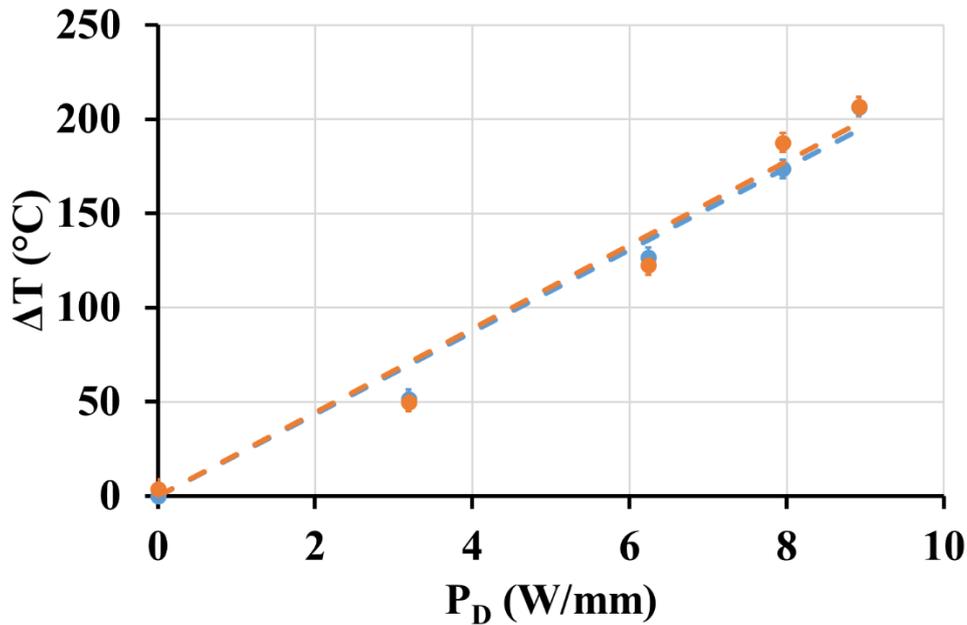


Figure III-24 : Estimation de  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  en utilisant la variation de  $\delta(\text{CeO}_2)$  (points bleus) et  $\Gamma(\text{CeO}_2)$  (points oranges) pour plusieurs valeurs de  $P_D$ . Les données expérimentales utilisées ont été obtenues lors de la même série de mesures que celles utilisées pour la Figure III-23.

Grâce aux courbes  $\Delta T = f(T)$  obtenues à partir de la bande Raman attribuée au GaN ou réalisées en utilisant les microthermomètres Raman à base de  $\text{CeO}_2$  et de  $\text{TiO}_2$  présentées sur la Figure III-23, il est possible d'extraire la résistance thermique  $R_{th}$  du composant qui est donnée par l'équation III-4 [230] :

$$\Delta T = R_{th} \times P_D \quad \text{Equation III-4}$$

Nous avons ainsi déterminé la résistance thermique du composant à partir des courbes  $\Delta T(\text{CeO}_2) = f(T)$  et  $\Delta T(\text{TiO}_2) = f(T)$ . Dans les deux cas, une valeur de  $22 \text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{mm}\cdot\text{W}^{-1}$  a été estimée. En utilisant  $\Delta T(\text{GaN})$ , nous en avons déduit une résistance thermique de  $16 \text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{mm}\cdot\text{W}^{-1}$ . Ces résultats sont cohérents avec ceux rapportés dans la littérature puisque des valeurs comprises entre  $16$  et  $23 \text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{mm}\cdot\text{W}^{-1}$  sont citées dans la référence [122] pour des transistors à base de GaN déposés sur un substrat en saphir. Il faut noter que l'équation III-4 est vraie pour des densités de puissance dissipées faibles. Cependant, pour des densités de puissance dissipées plus élevées, cette linéarité n'est plus forcément vérifiée puisque les conductivités thermiques des matériaux diminuent à mesure que la température augmente [231]. D'après Aubry *et al.* [57], ces non linéarités de la résistance thermique sont dues aux polarisations utilisées. En effet, une variation de  $V_{DS}$  à  $V_{GS}$  constant modifie les dimensions de la zone où la puissance est dissipée, ce qui risque d'induire des non-linéarités. Ce phénomène est moins prononcé en fixant  $V_{DS}$  et en faisant varier le courant de drain avec  $V_{GS}$ . D'après Darwish *et al.* [232], la structure du composant a également une influence conséquente sur la résistance thermique. Les auteurs citent l'exemple de la longueur de grille ou de l'écart entre deux doigts de grille.

Afin de vérifier si la caractérisation thermique du composant a eu un impact sur les caractéristiques électriques statiques du composant, nous avons fait l'acquisition du réseau de caractéristiques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  avant et après la caractérisation thermique du transistor. Les résultats sont présentés sur la Figure III-25. On peut observer que les caractéristiques électriques du composant sont quasiment les mêmes dans les deux cas à canal pincé et à canal ouvert. De plus, lors des acquisitions des spectres Raman, nous avons suivi les évolutions des courants de grille et de drain au cours du temps et ils sont restés constants. Il apparaît donc clairement que les mesures de températures effectuées sur nos transistors ne dégradent pas leurs caractéristiques électriques.

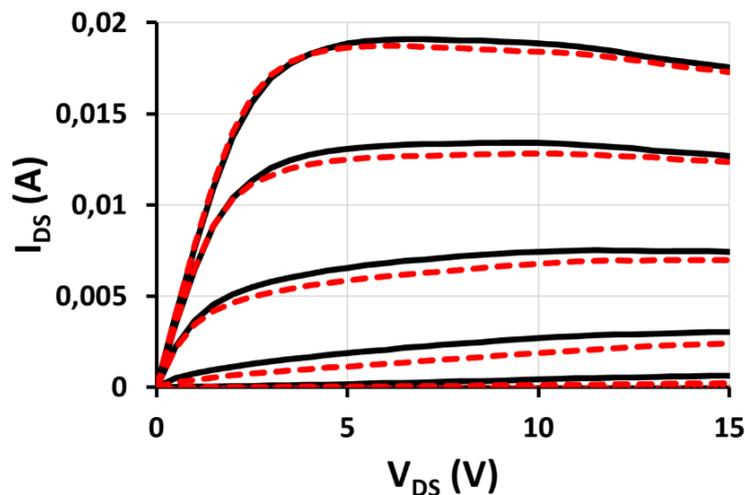


Figure III-25 : Caractéristiques électriques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  de nos transistors HEMTs AlInN/GaN obtenues en régime continu après avoir déposé les microparticules, avant d'avoir effectué les mesures de température (courbes noires) puis après (courbes rouges).

## B. Comparaison des mesures de températures réalisées sur des microparticules de $\text{CeO}_2$ issues des deux lots et déposées à la surface du même composant

Nous avons donc estimé la température de la surface du composant en utilisant des microparticules de  $\text{CeO}_2$ . Cependant, nous ne connaissons pas l'impact de la taille des microparticules sur le contact thermique existant avec la surface sous-jacente ni sur la diffusion de la chaleur. Nous avons donc choisi de comparer les résultats des mesures de température d'auto-échauffement réalisées à la surface de composants polarisés en régime continu en utilisant deux tailles différentes de microparticules, à savoir 35 et 75 nm. Nous utiliserons alors les courbes de calibration présentées sur les Figures III-17 et III-13, respectivement.

Afin d'analyser l'influence du diamètre moyen des particules de  $\text{CeO}_2$  sur la température d'auto-échauffement de la surface du composant,  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  est mesuré à partir

des spectres Raman de particules de  $\text{CeO}_2$  ayant un diamètre moyen de 35 et 75 nm, respectivement. En effet, nous avons dans un premier temps estimé  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  après avoir déposé les microparticules dont le diamètre moyen est de 75 nm sur la surface de GaN entre le drain et la grille du transistor. Ensuite, ces particules ont été retirées puis remplacées par des microparticules dont le diamètre moyen est de 35 nm. Enfin, la température d'auto-échauffement a été mesurée à partir du spectre Raman de ces particules de petites tailles. Dans les deux cas, les mesures ont été faites au même endroit sur le même composant. La Figure III-26 présente les  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  mesurés pour les deux types de microparticules à différentes densités de puissance dissipée. Dans chaque cas, nous avons utilisé les courbes de calibration en température associées au lot de microparticules déposées. Il est clairement visible que les températures mesurées avec les deux tailles de microparticules de  $\text{CeO}_2$  sont du même ordre de grandeur en tenant compte de l'incertitude des mesures. Il apparaît alors que le diamètre moyen des microparticules de  $\text{CeO}_2$  n'a pas d'influence sur l'estimation de la température quand il est compris entre 35 et 75 nm.

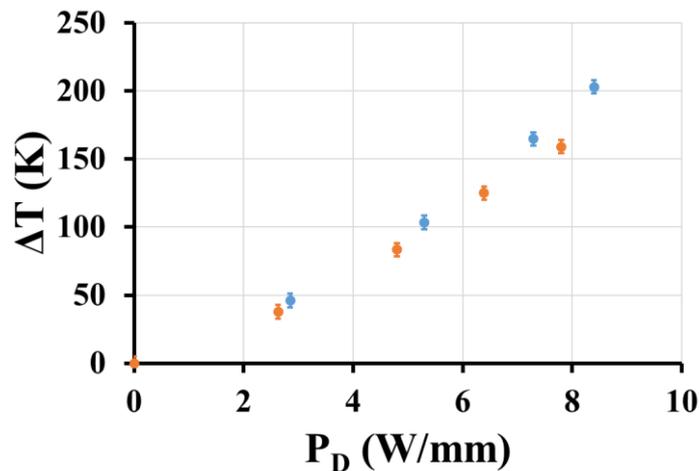


Figure III-26 : Impact de la densité de puissance dissipée sur  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  pour des microparticules dont le diamètre moyen est de 35 nm (points oranges) et de 75 nm (points bleus).

Nous avons également souhaité voir si le dépôt des microparticules a un impact sur la dissipation thermique du composant. Pour ce faire, nous avons estimé la température en volume de la couche de GaN sans microparticule, puis après avoir déposé des microparticules de  $\text{CeO}_2$  dont le diamètre moyen est de 35 ou 75 nm. Les courbes présentant la variation de  $\Delta T(\text{GaN})$  en fonction de  $P_D$  avant ou après le dépôt des microparticules sont présentées sur la Figure III-27. Dans ces conditions, nous observons que  $\Delta T(\text{GaN})$  est identique quelle que soit  $P_D$  que les mesures soient réalisées avec ou sans particules. Nous pouvons alors en déduire que le dépôt des microparticules à la surface du composant n'a pas d'influence significative sur la mesure de  $\Delta T(\text{GaN})$ , donc que l'utilisation de microparticules comme microthermomètres Raman n'a pas d'influence significative sur la dissipation thermique du composant.

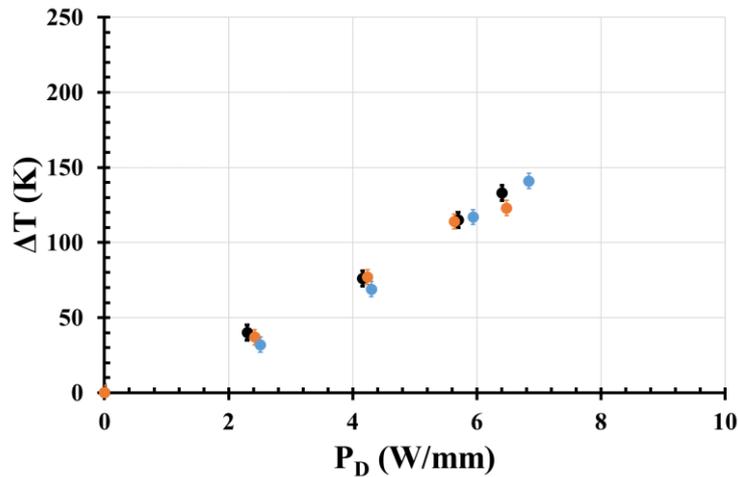


Figure III-27 :  $\Delta T(\text{GaN})$  mesuré sur des transistors HEMTs  $\text{AlInN}/\text{GaN}$  sans microparticule (points noirs), et avec des microparticules de 35 nm de diamètre (points oranges) ou 75 nm de diamètre (points bleus).

### C. Mesures de température réalisées à la surface d'un contact métallique : l'exemple du contact de drain

L'utilisation de microthermomètres Raman offre la possibilité de mesurer la température d'auto-échauffement des contacts métalliques des composants, ce qui n'est pas possible avec la spectroscopie Raman conventionnelle. En effet, les électrodes métalliques réfléchissent la lumière lorsqu'elles sont éclairées par le laser et donc la diffusion Raman n'est pas observable.

Nous avons donc évalué la température d'auto-échauffement à la surface du contact ohmique de drain lorsque le composant est polarisé en régime continu. La Figure III-28-a présente une représentation schématique des microparticules déposées à la surface du composant. La zone en vert schématise la zone sondée par le laser. En choisissant judicieusement la zone sondée, il devient possible d'observer la signature spectrale des deux types de microparticules déposées à la surface du contact de drain en un même point, comme présenté sur la Figure III-28-b. Nous constatons la présence des modes de vibration associés aux deux types de microparticules, mais nous n'observons pas le mode  $E_2(\text{high})$  du GaN, masqué par la surface métallique. Ainsi, les températures d'auto-échauffement de la surface du contact ohmique  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  et  $\Delta T(\text{TiO}_2)$  peuvent être estimées à partir des bandes Raman  $F_{2g}$  du  $\text{CeO}_2$  et  $E_g$  du  $\text{TiO}_2$ , qui sont les plus intenses.

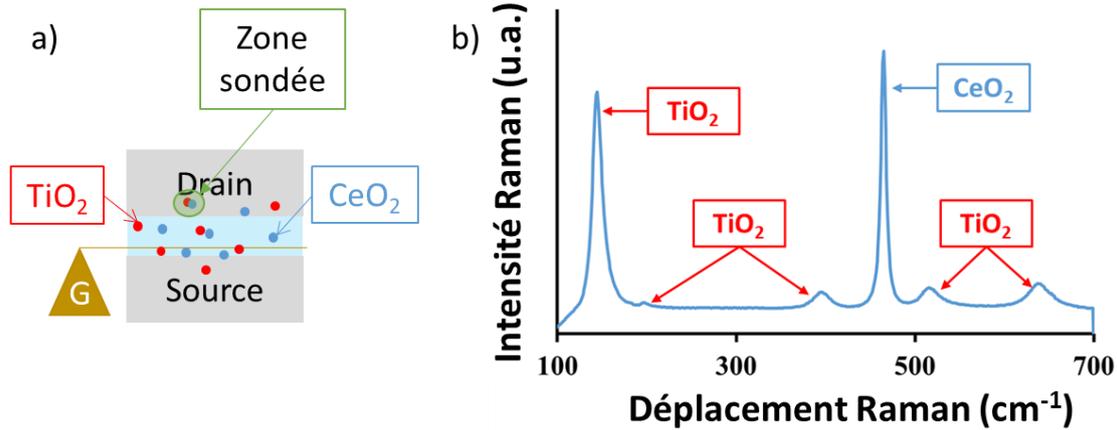


Figure III-28 : (a) Représentation schématique des microparticules déposées à la surface du composant et (b) spectre Raman obtenu après dépôt des deux types de microparticules à la surface du contact ohmique de drain des transistors HEMTs AlInN/GaN étudiés.

La Figure III-29 présente l'évolution des températures d'auto-échauffement relevées à la surface du contact ohmique de drain en fonction de la puissance dissipée délivrée par le composant AlInN/GaN. Nous observons que  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  et  $\Delta T(\text{TiO}_2)$  mesurés à la surface du contact de drain sont égaux quel que soit  $P_D$ . De plus,  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  et  $\Delta T(\text{TiO}_2)$  augmentent linéairement au fur et à mesure que  $P_D$  s'élève de 0 à  $9 \text{ W}\cdot\text{mm}^{-1}$ . Par exemple,  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  et  $\Delta T(\text{TiO}_2)$  sont égaux à 151 et 141 °C lorsque  $P_D = 9 \text{ W}\cdot\text{mm}^{-1}$ . Il est intéressant de noter que ces températures d'auto-échauffement sont inférieures à celles estimées sur la surface du semiconducteur. Ces résultats sont cohérents et valident la technique utilisant des microthermomètres Raman parce que la distance entre le canal d'électron et la surface du contact de drain est supérieure à celle entre le canal et la surface du semiconducteur. De plus, ils valident la technique, prouvant qu'il est possible de réaliser des mesures de température à la surface d'électrodes métalliques. Enfin, cette technique offre un autre avantage car elle permet de s'affranchir des problèmes de rugosité contrairement à la thermoréfectance. En effet, les coefficients de thermoréfectance  $C_{th}$  utilisés pour mesurer les températures d'auto-échauffement sont sensibles à la rugosité des contacts métalliques des composants [56].

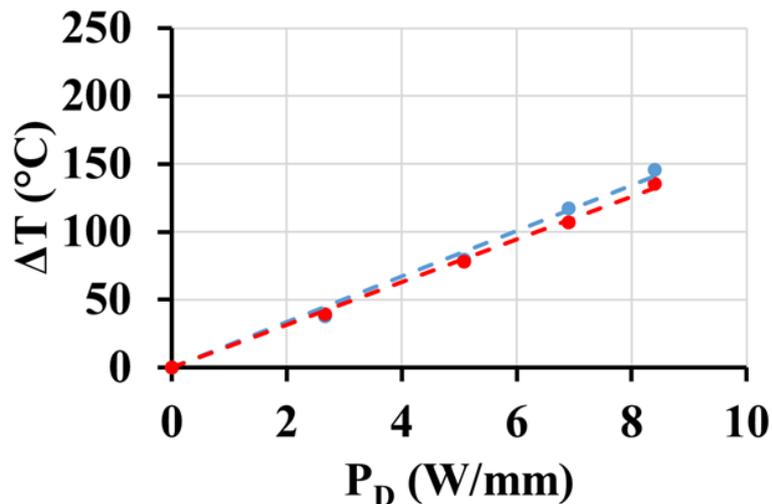


Figure III-29 : Impact de la densité de puissance dissipée  $P_D$  sur  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  (points bleus) et  $\Delta T(\text{TiO}_2)$  (points rouges) mesurés à la surface du contact de drain. La courbe en pointillés représente l'approximation linéaire pour chaque cas.

#### D. Estimation de la résistance thermique entre les microparticules de $\text{CeO}_2$ ou de $\text{TiO}_2$ et la surface du semiconducteur

Dans ce paragraphe, nous allons estimer la résistance thermique existante entre les microparticules de  $\text{CeO}_2$  et de  $\text{TiO}_2$  et la partie haute du composant, à savoir la couche barrière et le haut de la couche de GaN, afin de quantifier la qualité de leurs contacts thermiques. Pour ces raisons, nous avons mesuré la différence de température entre la microparticule et la partie haute du composant en utilisant la spectroscopie Raman confocale. Il s'agit d'une technique de caractérisation non destructive qui permet d'améliorer la résolution spatiale selon l'axe  $\vec{z}$ , c'est-à-dire la direction du laser incident servant de source excitatrice. La Figure III-30 présente un schéma de principe de la microscopie confocale.

On considère trois points situés dans la zone sondée par le laser. Le point C représente le point où est focalisé le laser, soit la surface de notre échantillon. Les points A et B représentent respectivement des points situés en profondeur et au-dessus de la zone de focalisation du laser. Les différentes lentilles représentent les objectifs présents dans le microscope du spectromètre Raman. Les flèches oranges, bleues et vertes représentent les chemins optiques des ondes électromagnétiques émanant respectivement des points A, B et C. Elles ont été obtenues en utilisant les règles de l'optique géométrique. En contrôlant l'ouverture d'une fente permettant de passer du mode normal au mode confocal, il est possible de s'affranchir des ondes électromagnétiques émanant des points A et B, ce qui augmente la résolution suivant l'axe  $\vec{z}$  de la mesure. Ainsi, l'encart en pointillés montre que le signal obtenu est principalement issu de la zone proche du point C, donc de la zone où est focalisé le laser. Dans ces conditions, la résolution suivant l'axe  $z$  peut être augmentée en diminuant la taille de la fente gérant l'ouverture confocale [233].

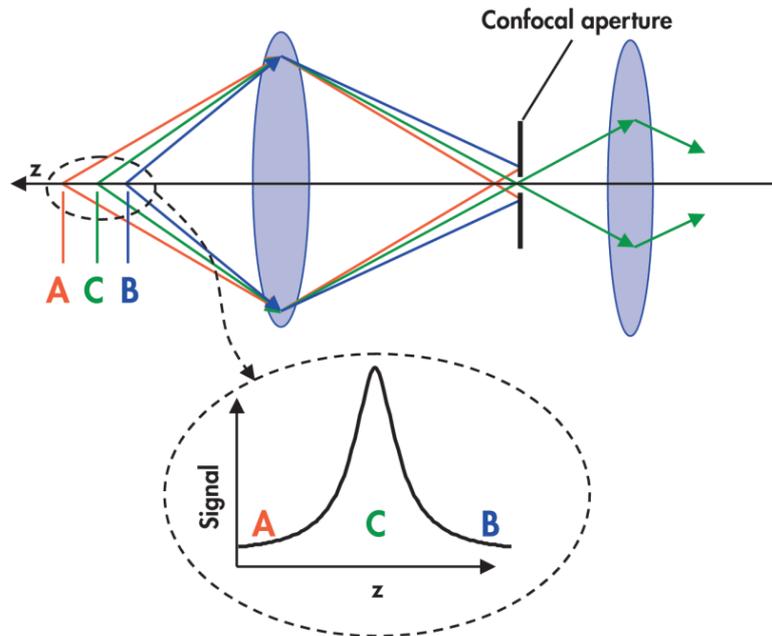


Figure III-30 : Principe de la spectroscopie Raman confocale : une ouverture confocale est placée au niveau du foyer image de manière à rejeter les ondes électromagnétiques émanant des zones éloignées du point de focalisation. L'allure du signal en fonction de la profondeur est donnée dans l'encart en pointillés [233].

La technique de la spectroscopie Raman confocale a été rapportée à plusieurs reprises dans la littérature. En défocalisant le laser de la surface, il devient possible de déterminer des profils de température au travers de couches transparentes. Cependant, les temps d'acquisition sont plus longs dans ce mode de fonctionnement.

Par exemple, Hodges *et al.* [211] ont mesuré la température moyenne de la couche de GaN de transistors AlGaIn/GaN par spectroscopie Raman classique puis la température de la partie supérieure de la couche tampon de GaN en utilisant la spectroscopie Raman confocale. Pour ce faire, ils ont focalisé le laser quelques microns au-dessus de la surface du composant. Par conséquent, les modes de vibration Raman observés sont représentatifs de la partie haute de la couche de GaN et permettent d'estimer une température volumique de la zone « proche » du canal d'électrons. Ainsi, la température mesurée grâce à la spectroscopie Raman confocale sur la partie haute du composant est supérieure de 30 °C à la température volumique moyenne de la couche de GaN ayant une épaisseur de 1,9 µm.

De même, Ji *et al.* [212] ont mesuré le gradient de la température d'auto-échauffement existant au travers du substrat en saphir de transistors AlGaIn/GaN. Pour ce faire, les auteurs ont focalisé le laser en profondeur dans le substrat en passant par la face arrière qui est polie. Ils ont également estimé la température de la couche de GaN. Ils ont ainsi pu obtenir la température du GaN ainsi que le profil de la température au travers du substrat. A titre d'exemple, la température du substrat au niveau de l'interface avec le GaN est de 175 °C tandis qu'elle avoisine les 80 °C sur la face arrière du substrat. Les auteurs ont pu démontrer que la diminution de température est particulièrement prononcée sur les cinquante premiers

microns depuis l'interface GaN/substrat, de l'ordre de 50 °C. Ces études démontrent alors que la spectroscopie Raman confocale permet de mesurer les gradients de température au sein de couches transparentes à la longueur d'onde du laser utilisé.

Afin d'estimer la résistance thermique entre les microparticules et la partie supérieure du composant, nous avons mesuré la température de la microparticule lorsque le composant est polarisé. Puis, nous avons défocalisé le laser de la surface de façon à estimer la température de la partie haute de la couche de GaN grâce à la spectroscopie Raman confocale. Nous avons pu en déduire une différence de température et donc en extraire une résistance thermique. Les valeurs mesurées pour des microparticules de CeO<sub>2</sub> et de TiO<sub>2</sub> sont très proches, aux alentours de 3 °C.mm.W<sup>-1</sup>. Ces valeurs sont faibles, ce qui indique que le contact thermique entre la particule et la surface du composant est de bonne qualité. Cela permet alors de limiter les incertitudes de mesure.

## **E. Détermination expérimentale de la résistance thermique à l'interface entre la couche de GaN et le substrat de saphir**

La dernière partie de cette étude réside dans l'estimation de la TBR qui existe entre la couche tampon de GaN et le substrat de saphir. D'après la littérature, l'interface entre ces deux matériaux présente une résistance thermique non négligeable qui s'ajoute aux résistances thermiques intrinsèques des couches. Par conséquent, nous avons caractérisé la résistance thermique de l'interface située entre la couche tampon de GaN et le substrat en saphir.

La valeur de la TBR est fortement dépendante de la présence ou non d'une couche de nucléation ainsi que des défauts cristallins pouvant y exister [26]. Une mauvaise optimisation des procédés technologiques utilisés peut engendrer une résistance thermique à l'interface entre la couche de GaN et le substrat conséquente et donc une mauvaise dissipation thermique du composant [234]. C'est pourquoi des études d'optimisation des matériaux utilisés comme couche de nucléation [234], de leur épaisseur [235], ainsi que des conditions de croissance [228] ont été menées afin de minimiser la valeur de la TBR. Par exemple, Riedel *et al.* [228] ont étudié les effets des conditions de croissance par MOCVD de plusieurs épaisseurs d'AlN comme couche de nucléation pour des composants AlGaIn/GaN déposés sur un substrat SiC. Ils ont réalisé une couche de nucléation en AlN d'épaisseur 80 nm après un traitement de surface spécifique et en optimisant la température de croissance. Ils ont ainsi obtenu une TBR 25% plus faible qu'avec des couches d'AlN de 30 et 40 nm obtenues par MOCVD classique. D'après les auteurs, les différences de TBR mesurées sont associées à la meilleure qualité cristalline de la couche de nucléation de 80 nm d'épaisseur ayant subi des traitements de surface spécifiques en amont. Outre ces effets, la TBR est également influencée par la différence de coefficients de dilatation thermique existant entre le GaN et les différents matériaux utilisés comme substrat.

Les valeurs de résistance thermique à l'interface située entre la couche tampon du GaN et les différents types de substrats sur lesquels elles sont déposées sont présentées dans le Tableau III-5 ci-dessous. Ce tableau regroupe un ensemble de valeurs de TBR trouvées dans la littérature pour des composants à base de GaN déposés sur des substrats en saphir, silicium, diamant et carbure de silicium. Ces résultats sont aussi bien issus de mesures expérimentales que de valeurs obtenues à partir de modèles thermiques numériques. D'après les valeurs obtenues par simulation, les résistances thermiques à l'interface les plus importantes ont été rapportées pour des composants GaN déposés sur un substrat en saphir. En effet, une valeur de  $120 \text{ m}^2\text{-K.GW}^{-1}$  a été estimée, ce qui est quasiment quatre fois plus important que les valeurs rapportées pour des composants GaN réalisés sur un substrat en carbure de silicium. Cependant, à notre connaissance, aucune étude expérimentale n'a mesuré la valeur de la résistance thermique à l'interface entre le GaN et le saphir par spectroscopie Raman.

Composant	TBR obtenue par simulation	TBR obtenue expérimentalement
GaN/SiC	$33 \text{ m}^2\text{-K.GW}^{-1}$ [26]	$13 \text{ m}^2\text{-K.GW}^{-1}$ [239]*
	$45 \text{ m}^2\text{-K.GW}^{-1}$ [228]	$15\text{-}50 \text{ m}^2\text{-K.GW}^{-1}$ [240]*
GaN/diamant	$17 \text{ m}^2\text{-K.GW}^{-1}$ [236]	$32 \text{ m}^2\text{-K.GW}^{-1}$ [32]**
	$18 \text{ m}^2\text{-K.GW}^{-1}$ [237]	
GaN/Si	$70 \text{ m}^2\text{-K.GW}^{-1}$ [238]	$100 \text{ m}^2\text{-K.GW}^{-1}$ [234]**
GaN/saphir	$120 \text{ m}^2\text{-K.GW}^{-1}$ [238]	-

Tableau III-5 : Valeurs de TBR entre la couche de GaN et les substrats en carbure de silicium, diamant, silicium et saphir relevées dans la littérature.

Mesures réalisées par : \* Spectroscopie Raman, \*\*Thermoréflexance

Dans la suite de cette étude, nous avons mesuré expérimentalement la valeur de la résistance thermique à l'interface qui existe entre la couche de GaN et le substrat de saphir des transistors AlInN/GaN. Dans un premier temps, nous avons réalisé les mesures sur des composants sans grille ayant un espace entre la source et le drain de  $5 \mu\text{m}$ . Pour cela, la spectroscopie Raman confocale a été utilisée. En défocalisant le laser de la surface, il est possible de déterminer des profils de température au travers de couches transparentes. La Figure III-31 montre un schéma simplifié présentant le principe des mesures réalisées grâce à la spectroscopie Raman confocale. Dans un premier temps, nous avons focalisé le laser à la surface du composant. La zone sondée par le laser, représentée par les triangles bleus sur la Figure III-31-a, inclut alors la couche de GaN et le haut du substrat de saphir. Nous en avons alors déduit la température en haut du substrat. Nous avons ensuite focalisé le laser  $5 \mu\text{m}$  sous la surface du composant. Cette configuration de mesure est représentée sur la Figure III-31-b qui montre que le laser sonde uniquement le bas de la couche de GaN. Au travers de ces mesures, nous souhaitons estimer la température du GaN et du saphir au plus près possible de l'interface entre ces deux matériaux.

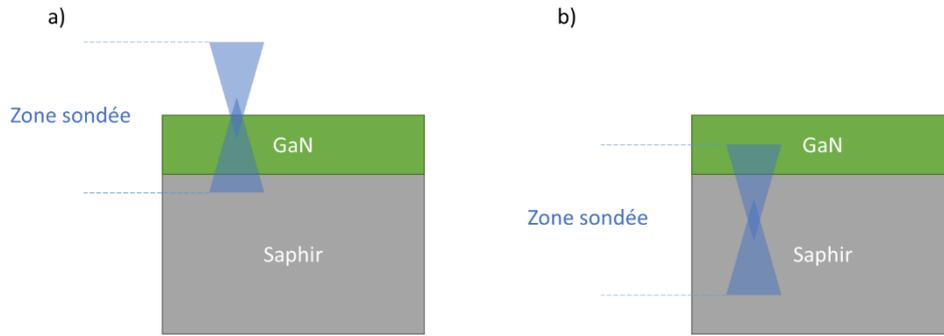


Figure III-31 : Représentation schématique des zones sondées par le laser en spectroscopie Raman confocale quand (a) le laser est focalisé à la surface du composant et (b) quand il est focalisé 5  $\mu\text{m}$  sous la surface du composant.

Suite à ces deux mesures, nous avons pu évaluer la discontinuité de température au niveau de l'interface entre le GaN et le substrat. La valeur de la TBR est alors extraite en utilisant l'équation III-5 [58] :

$$TBR = \Delta T \cdot S \cdot P^{-1} \quad \text{Equation III-5}$$

Dans cette équation,  $\Delta T$  représente la discontinuité de température qui existe à l'interface localisée entre le GaN et le substrat,  $S$  est la surface de la zone active du transistor, soit la zone où la puissance  $P$  est dissipée. Les données expérimentales concernant l'évolution de la TBR en fonction de la température de l'interface sont représentées par les points rouges sur la Figure III-32.

Il est important de préciser que la température d'interface est définie comme la valeur moyenne des températures mesurées entre le bas de la couche de GaN et le haut du substrat. Nous avons ensuite approché ces valeurs expérimentales par l'équation III-6 [26] en utilisant la boîte à outil CurveFit de MatLab® dans sa version 2020b.

$$TBR_{fit} = \frac{A}{T^n} \quad \text{Equation III-6}$$

Dans cette équation,  $A$  et  $n$  sont des paramètres d'ajustement. Le coefficient de corrélation obtenu est supérieur à 0,97. Nous avons déterminé la valeur de la TBR entre le GaN et le substrat de saphir à partir de l'équation III-6. Elle est estimée à  $12 \cdot 10^{-8} \text{ }^\circ\text{C} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  quand la température à l'interface est de  $240 \text{ }^\circ\text{C}$ . Cette valeur est égale à celle rapportée dans la littérature et obtenue uniquement par simulation [26, 122].

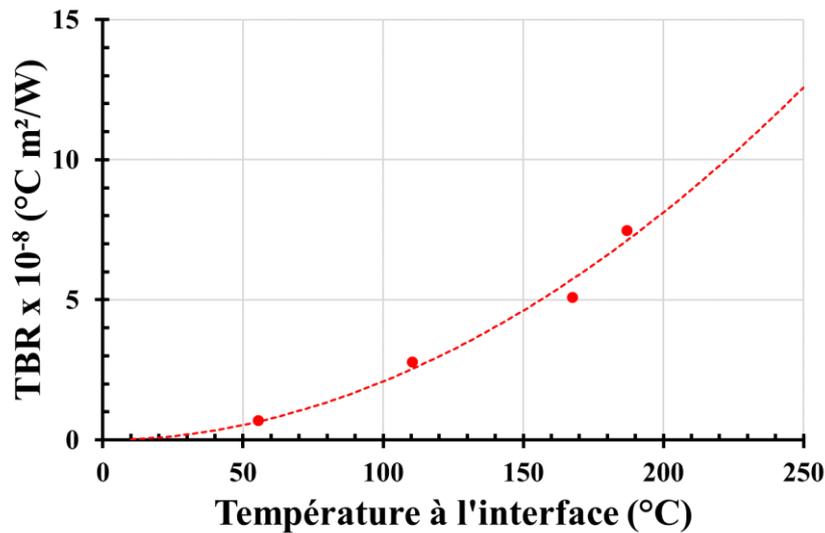


Figure III-32 : Evolution de la TBR en fonction de la température à l'interface. La courbe en pointillés a été obtenue en approchant les données expérimentales par l'équation III-6.

La même étude a été réalisée pour un composant possédant un contact de grille. Ainsi, nous avons estimé une valeur de TBR de  $4.10^{-8} \text{ °C.m}^2.\text{W}^{-1}$  quand la température d'interface est de 140 °C. En comparant cette valeur à celles présentées sur la Figure III-32, nous pouvons observer qu'elles sont comparables. Par conséquent, nous pouvons affirmer que la méthode utilisée pour estimer la différence de température à l'interface entre la couche de GaN et le substrat de saphir est fiable.

## F. Conclusions de l'étude réalisée en régime continu

Au travers de ces différentes séries de mesures, nous avons montré qu'il est possible d'extraire la température de la surface de composants polarisés en utilisant des microthermomètres Raman à base de  $\text{CeO}_2$  et de  $\text{TiO}_2$ . Ces mesures ont été réalisées aussi bien sur la surface du semiconducteur que sur celle des contacts métalliques. D'ailleurs, les microparticules de  $\text{CeO}_2$  permettent d'extraire la température à partir de deux paramètres thermosensibles qui sont la position et la largeur à mi-hauteur du mode de vibration  $F_{2g}$  attribué au  $\text{CeO}_2$ . Par contre, seule la position du mode de vibration  $E_g$  relatif aux microparticules de  $\text{TiO}_2$  permet d'estimer la température d'auto-échauffement de la surface des composants polarisés. En associant ces microthermomètres Raman à base de  $\text{TiO}_2$  et de  $\text{CeO}_2$  avec la spectroscopie Raman conventionnelle, il est donc possible de déterminer aussi bien la température d'auto-échauffement volumique du substrat et de la couche tampon GaN que celle de la surface de semiconducteur et des électrodes métalliques de transistors AlInN/GaN. Cela nous a permis de vérifier que les températures d'auto-échauffement mesurées à la surface du semiconducteur constituant les composants sont supérieures à la température d'auto-échauffement volumique de la couche tampon GaN.

De plus, l'utilisation de la spectroscopie Raman confocale offre la possibilité d'estimer la valeur de la résistance thermique existante à l'interface entre la couche tampon de GaN et le substrat en saphir. La valeur obtenue expérimentalement est en accord avec les simulations thermiques menées par d'autres équipes de recherche. A notre connaissance, c'est la première fois que cette valeur a été mesurée expérimentalement par spectroscopie Raman pour des composants à base de GaN déposés sur un substrat en saphir.

En outre, la combinaison de la spectroscopie Raman confocale avec l'utilisation de microthermomètres Raman est la seule technique permettant de mesurer expérimentalement les températures d'auto-échauffement volumique et en surface, la résistance thermique du transistor et les valeurs de TBR. Les autres techniques nécessitent de recourir à des modèles thermiques aux éléments finis pour extraire toutes ces grandeurs. Enfin, notre étude a certes porté sur des transistors déposés sur saphir mais elle peut également être appliquée sur des composants fabriqués sur d'autres types de substrat tels que Si, SiC ou diamant.

## **V. Mesure du profil de la température d'auto-échauffement de transistors AlInN/GaN polarisés en régimes continu et impulsionnel**

Les HEMTs à base de GaN sont d'excellents candidats pour les applications radar et de communication et fonctionnent donc souvent dans des conditions de polarisation pulsée. En effet, ces composants sont soumis à des impulsions électriques d'une largeur comprise entre 10 et 250  $\mu\text{s}$  pour les radars et entre la submicroseconde et la milliseconde pour les systèmes de communication [214]. Dans ces conditions, les amplificateurs de puissance en GaN sont soumis à une puissance dissipée qui dépend du temps et par conséquent à un profil de température dépendant du temps [241]. Dans ce cas, le pic de puissance dissipée est nettement plus élevé que la puissance dissipée moyenne. De plus, il est connu que le régime transitoire de température peut détériorer les performances électriques et la fiabilité de ces amplificateurs [214]. Pour toutes ces raisons, il est impératif de comprendre le comportement thermique transitoire des transistors à base de GaN.

### **A. Protocole expérimental**

Dans les paragraphes suivants, nous avons utilisé le banc de spectroscopie Raman permettant d'utiliser la source excitatrice en régime continu ou impulsionnel. Les mesures Raman ont été faites en configuration de rétrodiffusion à la température ambiante. Nous avons utilisé un laser solide continu de longueur d'onde  $\lambda = 532 \text{ nm}$ . Afin de focaliser le laser à la surface des composants à étudier, nous avons utilisé un objectif ayant un grossissement X 50 avec une distance de travail de 8,5 mm. Les pulses optiques utilisés pour illuminer le

composant ont été obtenus avec un modulateur acousto-optique. La largeur des pulses optiques ( $\tau$ ) a été fixée à 500 ns.

Les transistors ont été polarisés en régime pulsé en polarisant l'électrode de drain avec des impulsions de tension et en connectant l'électrode de source à la masse. Comme le montre la Figure III-33, l'amplitude maximale de ces pulses est  $V_{DS} = 20$  V, la période du signal ( $T_e$ ) est fixée à 32  $\mu$ s et les largeurs de pulse ( $w$ ) sont de 4, 8 ou 12  $\mu$ s. Les rapports cycliques sont alors respectivement de 12,5, 25 et 37,5%. Ces durées de pulses ont été sélectionnées pour être proches des conditions de fonctionnement des transistors à base de GaN présentées dans le paragraphe précédent. La densité de puissance dissipée par les composants polarisés à  $V_{DS} = 20$  V et  $V_{GS} = 0$  V est égale à 9 W.mm<sup>-1</sup>. Afin de suivre l'évolution temporelle de la température d'auto-échauffement  $\Delta T$  d'un composant polarisé en régime pulsé, l'acquisition rapide d'un spectre Raman est réalisée durant les impulsions lumineuses courtes qui sont déclenchées à différents instants de façon à monitorer  $\Delta T$  avant, pendant et après l'impulsion électrique. Ces impulsions optiques sont représentées par les créneaux bleus sur la Figure III-33. Ainsi, il est possible de visualiser l'évolution temporelle de  $\Delta T$  lorsque les transistors sont polarisés en régime impulsionnel.

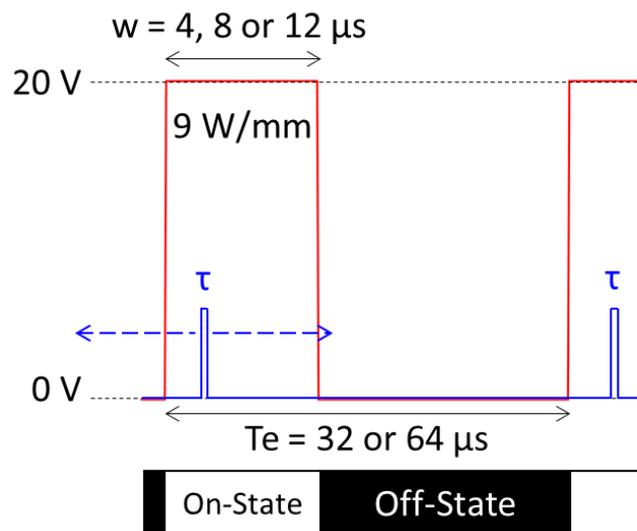


Figure III-33 : Profil de la tension  $V_{DS}$  appliqué au contact de drain du transistor au cours d'un pulse électrique (courbe rouge) et allure du pulse optique (courbe bleue) utilisé pour faire l'acquisition du spectre Raman avant, pendant et après le pulse électrique.

Dans ces conditions, il est possible d'étudier l'évolution temporelle de la température d'auto-échauffement volumique de la couche tampon GaN constituant les transistors AlInN/GaN. Afin de caractériser thermiquement la surface du composant, des microparticules de CeO<sub>2</sub> de diamètre moyen  $d_g = 75$  nm ont été déposées par enduction sur la surface des transistors.

Afin de visualiser la répartition des microthermomètres Raman à base de  $\text{CeO}_2$  déposés sur le composant, une cartographie de toutes les microparticules a été réalisée à partir de la bande Raman  $F_{2g}$  attribuée au  $\text{CeO}_2$  comme le montre la Figure III-34. En effet, tous les pixels rouges visibles sur le composant représentent des microparticules de  $\text{CeO}_2$ . Nous constatons que les microthermomètres sont positionnés aussi bien sur la surface du semiconducteur que sur la surface des contacts de grille, de source et de drain constituant les transistors  $\text{AlInN}/\text{GaN}$ . Nous sommes alors en mesure de déterminer le profil de la température d'auto-échauffement et de refroidissement en divers points du composant.

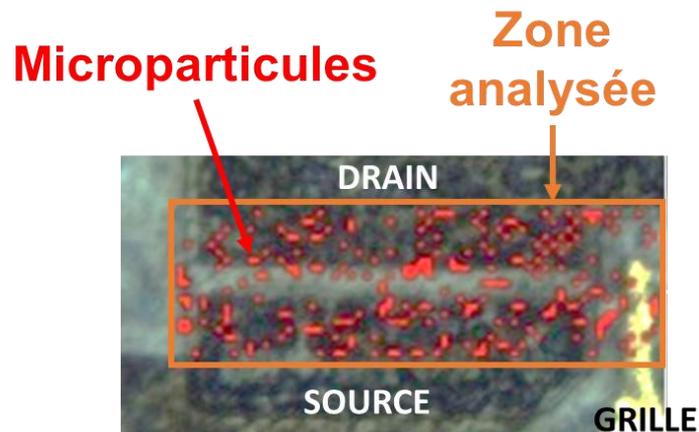


Figure III-34 : Photographie de la surface de la zone active d'un transistor HEMT  $\text{AlInN}/\text{GaN}$  obtenue grâce au microscope optique du spectromètre Raman. La zone orange a été cartographiée en mode Raman avec un pas de  $1\ \mu\text{m}$  et les pixels rouges symbolisent la présence du mode de vibration  $F_{2g}$  des microparticules de  $\text{CeO}_2$  sur les spectres.

La Figure III-35 représente la localisation des microthermomètres Raman à base de  $\text{CeO}_2$  que nous avons utilisés pour suivre l'évolution temporelle des  $\Delta T$  mesurées sur la surface du semiconducteur et sur celle du contact de drain des composants  $\text{AlInN}/\text{GaN}$  polarisés en régime impulsionnel. L'étude a été réalisée sur dix transistors.

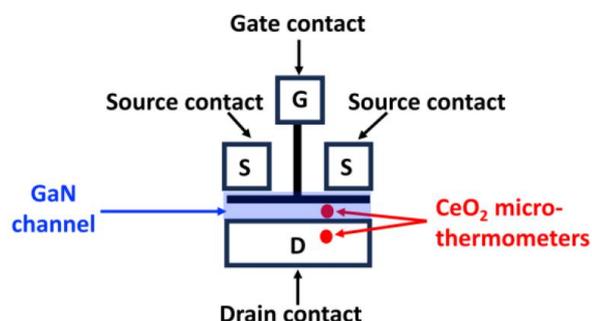


Figure III-35 : Représentation schématique de la localisation des microthermomètres Raman déposés à la surface de la zone active et sur le contact de drain d'un transistor.

Nous allons maintenant mesurer la température de transistors polarisés en régimes continu et impulsionnel. Les mesures en régime continu ont déjà été présentées dans la partie IV-A de ce chapitre et ont été réalisées en utilisant une source excitatrice ayant une longueur d'onde de 633 nm. Cependant, l'objectif de cette étude est de comparer les températures d'auto-échauffement volumiques et surfaciques mesurées lorsque les composants sont polarisés en régimes continu puis impulsionnel. Cela peut être fait de façon rigoureuse uniquement si ces mesures sont réalisées en utilisant la même source excitatrice et le seul banc de spectroscopie Raman qui offre ces possibilités utilise un laser ayant une longueur d'onde de 532 nm comme source excitatrice. Pour ces raisons, le composant polarisé en régime continu a été également caractérisé en utilisant un laser de longueur d'onde 532 nm.

## **B. Mesures de température réalisées sur un composant polarisé en régime continu**

Dans un premier temps, nous avons réalisé des mesures de température d'auto-échauffement de transistors polarisés en régime continu. La puissance laser incidente a été maintenue inférieure à 1 mW pour s'affranchir des effets d'auto-échauffement induits par le laser. Comme les mesures ont été réalisées sur un banc de mesure différent, nous avons confirmé les courbes de calibration en température sur le nouvel équipement. Les points expérimentaux obtenus sont similaires à ceux présentés dans la partie III.

Afin d'extraire la température d'auto-échauffement, nous avons relevé la position des modes de vibration Raman à canal pincé, pour  $V_{DS} = 20$  V et  $V_{GS} = -5$  V. Ensuite, la position du mode de vibration  $E_2(\text{high})$  du GaN appelé  $\delta(\text{GaN})$  ainsi que la position et la largeur à mi-hauteur du mode de vibration  $F_{2g}$  du  $\text{CeO}_2$  nommées respectivement  $\delta(\text{CeO}_2)$  et  $\Gamma(\text{CeO}_2)$  ont été déterminées à partir des spectres Raman obtenus. Dans un second temps, le canal du transistor a été ouvert en fixant  $V_{GS} = 0$  V et en maintenant  $V_{DS} = 20$  V. Dans ces conditions, nous avons pu extraire  $\delta(\text{GaN})$ ,  $\delta(\text{CeO}_2)$  et  $\Gamma(\text{CeO}_2)$  pour un composant polarisé à l'état ON. Finalement,  $\Delta T(\text{GaN})$ ,  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  ont été estimées en soustrayant  $\delta(\text{GaN})$ ,  $\delta(\text{CeO}_2)$  et  $\Gamma(\text{CeO}_2)$  obtenues à canal ouvert i.e. à l'état ON, et à canal pincé, i.e. à l'état OFF. Cela a permis d'estimer que la température d'auto-échauffement moyennée sur l'épaisseur de la couche de GaN est  $\Delta T(\text{GaN}) = 180$  °C tandis que la température estimée à la surface de la couche de semiconducteur  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  est de 216 °C en utilisant la variation de  $\delta(\text{CeO}_2)$ . La variation de  $\Gamma(\text{CeO}_2)$  a permis de retrouver exactement la même valeur de  $\Delta T(\text{CeO}_2)$ . Ces résultats sont cohérents avec ceux présentés dans la partie IV-A de ce chapitre, ce qui valide nos résultats.

Afin de vérifier que ces résultats ne sont pas faussés par un auto-échauffement induit par le laser incident, nous avons refait les mesures précédentes en pulsant l'excitation laser grâce à l'AOM. La largeur de pulse choisie est  $\tau = 500$  ns. Nous avons estimé que dans ces conditions  $\Delta T(\text{GaN})$  et  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  sont proches de 180 et 210 °C, respectivement. Nous pouvons

ainsi en conclure que la température mesurée précédemment n'est pas modifiée par un phénomène d'auto-échauffement induit par le laser continu utilisé.

### **C. Mesures de températures réalisées sur un composant polarisé en régime impulsionnel**

Dans les parties suivantes, les composants seront polarisés en régime impulsionnel. Nous allons tout d'abord présenter des mesures de température moyenne d'auto-échauffement en utilisant un laser continu afin d'estimer la température moyennée sur toute la période du signal électrique. Nous étudierons ensuite le régime transitoire de la température de la surface du semiconducteur et volumique de la couche de GaN quand le composant est polarisé avec des pulses électriques de durées variables. Dans cette partie, nous chercherons également le rapport cyclique minimal laissant le temps au composant de se refroidir complètement entre chaque impulsion électrique. Puis nous comparerons nos résultats à ceux trouvés dans la littérature. Enfin, nous visualiserons le profil de la température d'auto-échauffement des microparticules de  $\text{CeO}_2$  déposées à la surface du contact ohmique de drain.

#### **1. Mesures de température d'auto-échauffement d'un composant polarisé en régime pulsé en utilisant une excitation laser continue**

Dans ce paragraphe, nous allons mesurer la température moyennée au cours du temps d'un transistor polarisé en régime pulsé. Nous avons sélectionné une largeur de pulse électrique  $w = 8 \mu\text{s}$  tandis que la période est  $T_e = 32 \mu\text{s}$ . Dans ces conditions, le rapport cyclique est de 25%. Afin d'extraire les différentes températures d'auto-échauffement, nous avons utilisé le même protocole opératoire que dans le paragraphe précédent. Nous avons estimé que les températures de la couche tampon GaN et celles des microparticules déposées à la surface du semiconducteur, moyennées sur toute la période  $T_e$ , valent respectivement 56 et 61 °C. Ces valeurs ont été obtenues en utilisant la variation de  $\delta(\text{GaN})$  et  $\delta(\text{CeO}_2)$ , respectivement. Elles sont significativement plus faibles que celles estimées en régime continu. Ces résultats sont cohérents puisque le composant n'est polarisé que 25% du temps. En effet, la puissance dissipée délivrée par le composant polarisé en régime continu est beaucoup plus importante que la puissance moyenne dissipée quand il est polarisé en régime pulsé. On peut également noter que l'écart entre  $\Delta T(\text{GaN})$  et  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  est faible quand on moyenne la température sur toute la période  $T_e$ , contrairement aux résultats obtenus lorsque le composant est polarisé en régime statique.

## 2. Impact de la largeur du pulse électrique sur l'évolution temporelle de $\Delta T(\text{GaN})$ et de $\Delta T(\text{CeO}_2)$

Nous allons maintenant analyser l'évolution temporelle de la température d'auto-échauffement lorsque les transistors sont polarisés en régime impulsionnel. Dans ces conditions, le signal  $V_{DS}$  est une impulsion électrique ayant une période  $T_e$  constamment fixée à 32  $\mu\text{s}$  et des durées de pulse  $w$  respectivement égales à 4, 8 et 12  $\mu\text{s}$ . Une fois le composant polarisé,  $\Delta T(\text{GaN})$  et  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  sont mesurés en fonction du temps pour visualiser le comportement thermique des transistors avant, pendant et après l'impulsion de tension appliquée sur le contact de drain.

Les Figures III-36-a et III-36-b montrent l'évolution temporelle des températures d'auto-échauffement  $\Delta T(\text{GaN})$  et  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  lorsque les transistors sont polarisés avec une impulsion  $V_{DS}$  ayant des durées de pulses de 8 et 12  $\mu\text{s}$ , respectivement. Dans ce cas,  $\Delta T(\text{GaN})$  est estimée à partir de la variation de  $\delta(\text{GaN})$  et  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  est évalué à partir de l'évolution de  $\delta(\text{CeO}_2)$  et  $\Gamma(\text{CeO}_2)$  en fonction des conditions de polarisation des composants étudiés.

Nous pouvons noter qu'il y a un auto-échauffement significatif des microparticules de  $\text{CeO}_2$  déposées sur la surface du semiconducteur constituant les transistors  $\text{AlInN}/\text{GaN}$  dans les deux cas. De plus, les valeurs de  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  estimées à partir de  $\delta(\text{CeO}_2)$  et  $\Gamma(\text{CeO}_2)$  sont quasiment identiques quelque soient l'instant  $t$  et la largeur de pulse du signal appliqué à  $V_{DS}$ . Par exemple, la Figure III-36-a montre que  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  est proche de 100  $^\circ\text{C}$  à  $t = 9 \mu\text{s}$  qu'il soit extrait à partir de  $\delta(\text{CeO}_2)$  ou de  $\Gamma(\text{CeO}_2)$ . En outre, l'augmentation de  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  suit progressivement celle imposée par les impulsions de tension  $V_{DS}$  appliquées au composant. De même, la réduction de  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  coïncide avec celle engendrée par les impulsions  $V_{DS}$ .

Ainsi, nous pouvons supposer que la qualité du contact thermique entre les microparticules de  $\text{CeO}_2$  et la surface du semiconducteur est de bonne qualité comme cela a été rapporté dans le paragraphe IV.D de ce chapitre et dans la publication [242]. En effet, ces précédentes études ont montré que la résistance thermique entre les microparticules de  $\text{CeO}_2$  et la surface du semiconducteur est inférieure à 3  $^\circ\text{C}\cdot\text{mm}\cdot\text{W}^{-1}$

Ces résultats montrent qu'il est possible de visualiser l'évolution temporelle de la température d'auto-échauffement de la surface de la zone active des composants en utilisant les microthermomètres à base de  $\text{CeO}_2$ .

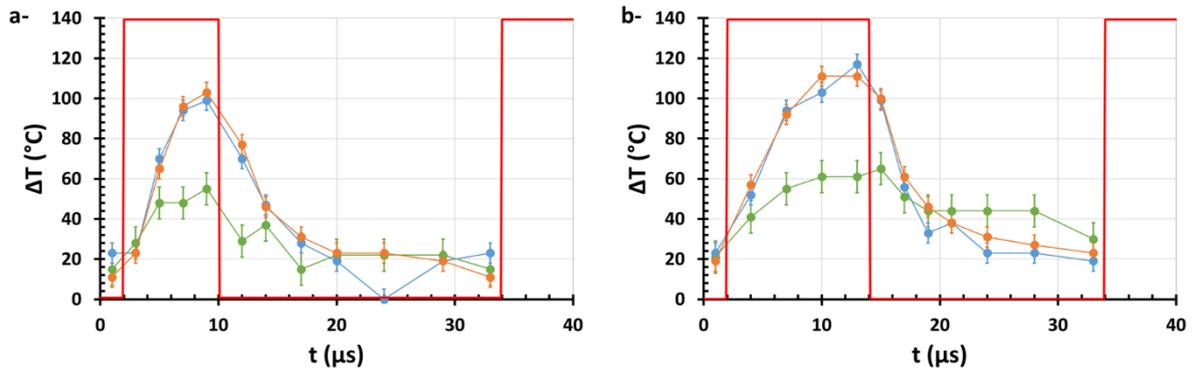


Figure III-36 : Profil de la température d'auto-échauffement estimée grâce à la variation de la position du mode de vibration  $E_2(\text{high})$  du GaN (points verts) et la variation de la position (courbe bleue) et de la largeur à mi-hauteur (courbe orange) du mode de vibration  $F_{2g}$  des microparticules de  $\text{CeO}_2$  pour des pulses électriques d'amplitude  $V_{DS} = 20 \text{ V}$ , d'une durée de (a) 8 et (b) 12  $\mu\text{s}$ , dont le profil est représenté par les courbes rouges.

Néanmoins, les Figures III-36-a et –b montrent également que les valeurs maximales de  $\Delta T(\text{GaN})$  et  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  sont uniquement dépendantes du rapport cyclique de l'impulsion de tension appliquée sur le contact de drain. En effet, nous pouvons estimer que  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  est proche de 100 et 120 °C à  $t = 9$  et 13  $\mu\text{s}$  pour des impulsions  $V_{DS}$  ayant une largeur de pulses égale à 8 et 12  $\mu\text{s}$ , respectivement, soit pour des rapports cycliques de 25 et 37,5%. Dans le même temps,  $\Delta T(\text{GaN})$  est estimé à 55 et 60 °C, respectivement. Ainsi, nous pouvons alors constater que  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  est toujours supérieur à  $\Delta T(\text{GaN})$  quel que soit  $t$  lorsque le composant est à l'état ON. En effet,  $\Delta T(\text{GaN})$  représente la température d'auto-échauffement moyennée sur l'intégralité de l'épaisseur de la couche de GaN engendrant une sous-estimation de la température d'auto-échauffement. D'autre part,  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  représente la température d'auto-échauffement de la surface du matériau sur lequel sont déposées les microparticules de  $\text{CeO}_2$ , qui est très proche du canal d'électrons dans le cas du semiconducteur.

Enfin, la température d'auto-échauffement est proche de 20 °C quand  $t$  est compris entre 0 et 2  $\mu\text{s}$  et lorsque  $t$  varie entre 24 et 34  $\mu\text{s}$ . Durant ces intervalles de temps, le transistor n'est pas polarisé. Pour ces raisons, ce résultat est surprenant car nous aurions pu penser que le composant aurait eu le temps de refroidir complètement lorsqu'il se trouve à l'état OFF ce qui aurait impliqué que  $\Delta T = 0$  °C. Par conséquent, nous pouvons penser que le rapport cyclique du signal de tension impulsionnel  $V_{DS}$  ne permet pas le refroidissement total du composant entre deux pulses de tension.

Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons mesuré le profil de température de  $\Delta T(\text{GaN})$  et de  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  lorsque les transistors sont polarisés avec une impulsion de tension  $V_{DS}$  ayant une largeur de pulse électrique  $w = 4 \mu\text{s}$  et une période  $T_e = 32 \mu\text{s}$ . Dans ces conditions, le rapport cyclique est de 12,5%. Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure III-37. Les tendances observées restent les mêmes que celles observées sur les Figures III-36-a et III-36-b. Cependant, les valeurs de  $\Delta T(\text{GaN})$  et  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  les plus élevées sont respectivement égales à 63 et 95 °C quand  $t = 6 \mu\text{s}$ . Nous observons également que les

températures d'auto-échauffement sont proches de 11 °C pour  $t = 1$  et 33  $\mu\text{s}$ , c'est-à-dire lorsque le composant est à l'état OFF. Cela signifie que ces conditions de polarisation ne permettent pas le refroidissement total du composant. De plus, la valeur maximale de  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  augmente de 95 °C (Figure III-37) à 120 °C (Figure III-36-b) quand les durées de pulses électriques varient de 4 à 12  $\mu\text{s}$ . Cette tendance est beaucoup moins marquée pour  $\Delta T(\text{GaN})$  car la température d'auto-échauffement  $\Delta T(\text{GaN})$  est moyennée sur l'intégralité de l'épaisseur de la couche de GaN sondée.

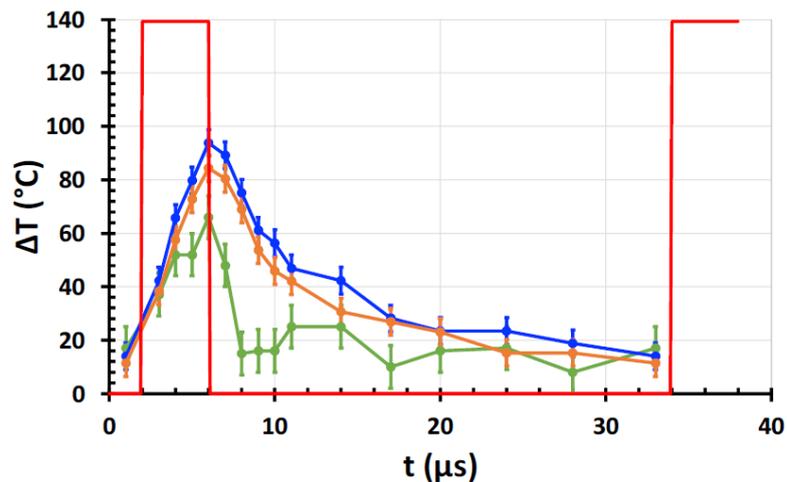


Figure III-37 : Mesure en régime transitoire de  $\Delta T(\text{GaN})$  (points verts) et  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  en utilisant la variation de la position (points bleus) et de la largeur à mi-hauteur (points oranges) pour des pulses électriques de 4  $\mu\text{s}$  et d'amplitude  $V_{DS} = 20$  V (courbes rouges).

Pour expliquer ce phénomène, les mêmes études ont été menées pour des transistors polarisés avec des impulsions  $V_{DS}$  ayant une période  $T_e = 32$   $\mu\text{s}$  et de largeur de pulse variant de 1 à 12  $\mu\text{s}$  avec un pas de 1  $\mu\text{s}$ .

Ainsi, nous avons constaté que la température d'auto-échauffement mesurée 1  $\mu\text{s}$  avant le début du pulse électrique est proche de 0 °C lorsque  $w$  est inférieure à 3  $\mu\text{s}$ . Pour ces raisons, nous pensons que le composant ne peut pas se refroidir complètement à l'état OFF si la durée du pulse électrique est supérieure à 3  $\mu\text{s}$  et par conséquent, lorsque le rapport cyclique est supérieur à 9%.

### 3. Impact de la période $T_e$ sur l'évolution temporelle de $\Delta T(\text{CeO}_2)$

Dans ce paragraphe, l'évolution temporelle de  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  a été analysée lorsque le transistor est polarisé avec une impulsion  $V_{DS}$  ayant une période de 64  $\mu\text{s}$  et une largeur de pulse de 8  $\mu\text{s}$ , comme le montre la Figure III-38.

Il est important de préciser que le  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  extrait à partir de  $\delta(\text{CeO}_2)$  est identique à celui estimé à partir de  $\Gamma(\text{CeO}_2)$ , la Figure III-38 présente ici qu'une seule courbe  $\Delta T(\text{CeO}_2) = f(t)$  contrairement aux figures précédentes.

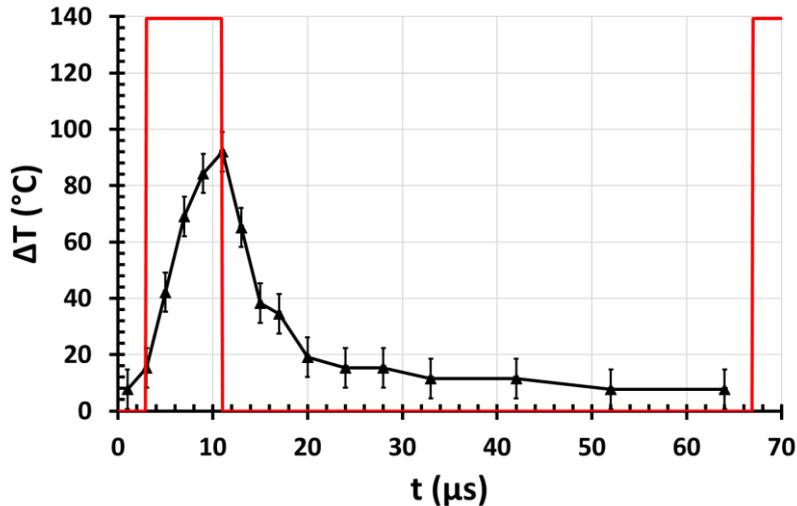


Figure III-38 : Régime transitoire de  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  mesuré à la surface de la couche de GaN (points noirs) pour une tension drain-source pulsée d'amplitude  $V_{DS} = 20 \text{ V}$  avec une largeur de pulse de  $8 \mu\text{s}$  et une période de  $64 \mu\text{s}$  (courbes rouges).

Dans ce cas, la valeur maximale de  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  est de  $95 \text{ }^\circ\text{C}$  comme celle obtenue pour des transistors polarisés avec une impulsion  $V_{DS}$  ayant  $T_e = 32 \mu\text{s}$  et  $w = 8 \mu\text{s}$  (Figure III-36-a). Ainsi, pour une largeur de pulse identique, la température maximale d'auto-échauffement du transistor est la même. Cependant, nous observons que  $\Delta T(\text{CeO}_2) = 8 \text{ }^\circ\text{C}$  quand  $t = 64 \mu\text{s}$ .

La même étude a été réalisée avec une impulsion  $V_{DS}$  ayant  $T_e = 100 \mu\text{s}$  au lieu de  $64 \mu\text{s}$  et une valeur de  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  de  $5 \text{ }^\circ\text{C}$  a été obtenue à  $t = 98 \mu\text{s}$ . Nous pouvons donc dire qu'une impulsion  $V_{DS}$  ayant un rapport cyclique proche de 8% ( $w = 8 \mu\text{s}$  et  $T_e = 100 \mu\text{s}$ ) permet un refroidissement complet du composant lorsqu'il est à l'état OFF en considérant l'incertitude de mesure.

Ces résultats sont cohérents avec ceux rapportés par la littérature. En effet, Bagnall *et al.* [180] ont montré par spectroscopie Raman que la température à la fin d'un pulse électrique est identique à celle en début de pulse quand le rapport cyclique du signal impulsionnel est inférieur à 10%. De même, Pavlidis *et al.* [154] affirment qu'un rapport cyclique de 10% est suffisant pour permettre au composant de refroidir intégralement lorsqu'il est à l'état OFF. Comme ces deux études ont été menées sur des transistors AlGaIn/GaN déposés sur un substrat en carbure de silicium, nous aurions pu penser que le rapport cyclique nécessaire pour permettre le refroidissement total de composants réalisés sur saphir durant la phase à l'état OFF soit nettement inférieur à ceux rapportés dans [180] et [154]. En effet, la conductivité thermique du saphir est proche de  $0,35 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  à la température ambiante, ce qui est bien inférieur à la conductivité thermique du SiC qui est de  $3,3 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$  [241,

243]. Néanmoins, ce n'est pas le cas car nous avons déterminé expérimentalement que le rapport cyclique nécessaire pour permettre à nos composants de refroidir intégralement est proche des valeurs rapportées par Bagnall *et al.* [180] et Pavlidis *et al.* [154]. Cela peut s'expliquer par le fait que les structures des composants, la puissance dissipée et la zone analysée lors des mesures de température dans les références [180] et [154] sont différentes de celles étudiées dans notre cas.

Les microthermomètres Raman à base de  $\text{CeO}_2$  peuvent être également utilisés pour visualiser l'évolution temporelle de température des contacts métalliques des transistors. Cela peut s'avérer très utile pour mesurer la température en régime transitoire de la grille, des plaques de champ, de ponts à air, etc. lorsqu'il n'y a pas d'accès direct à la surface du semiconducteur.

Pour ces raisons, nous présentons des mesures d'auto-échauffement de la surface du contact de drain d'un transistor  $\text{AlInN}/\text{GaN}$  polarisé en régime impulsionnel dans le paragraphe suivant.

#### 4. Mesure du régime transitoire de $\Delta T(\text{CeO}_2)$ à la surface d'un contact métallique : l'exemple du contact ohmique de drain.

Les microthermomètres Raman placés sur le contact de drain de transistors  $\text{AlInN}/\text{GaN}$  polarisés en régime impulsionnel vont nous permettre de suivre la variation de la température d'auto-échauffement  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  de la surface de ce contact en fonction du temps. Ainsi, la Figure III-39 présente l'évolution temporelle de  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  de la surface du contact de drain lorsqu'une impulsion  $V_{DS}$  ayant  $w = 8 \mu\text{s}$  et  $T_e = 32 \mu\text{s}$  est appliquée au composant.

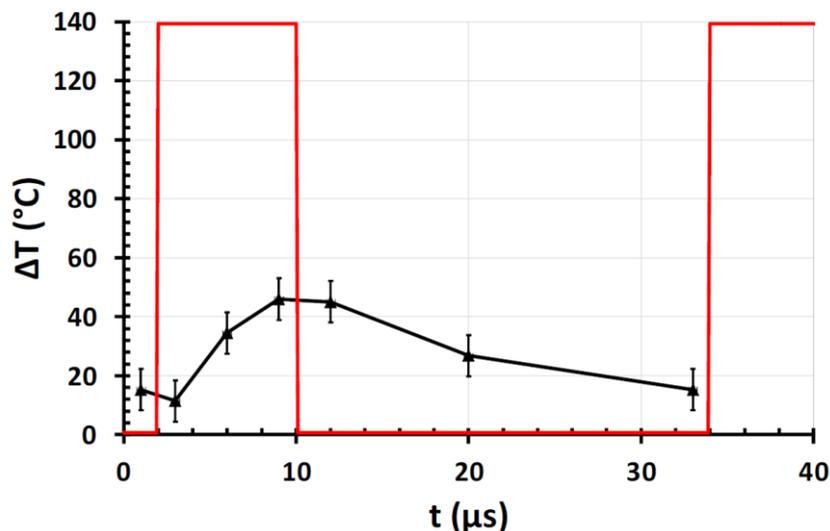


Figure III-39 : Profil de  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  mesuré à la surface du contact ohmique de drain (triangles noirs) pour un pulse électrique caractérisé par une amplitude  $V_{DS} = 20 \text{ V}$ , une période  $T_e = 32 \mu\text{s}$  et une largeur de pulse  $w = 8 \mu\text{s}$  (courbe rouge).

Nous constatons que  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  augmente progressivement jusqu'à 46 °C pendant que  $t$  varie de 0 à 9  $\mu\text{s}$ . Ensuite,  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  diminue de 46 à 15 °C lorsque  $t$  croît de 12 à 33  $\mu\text{s}$ . Ces résultats démontrent que la température d'auto-échauffement mesurée à la surface du contact de drain est inférieure à celle estimée à la surface du semiconducteur quelle que soit la valeur de  $t$  (Figure III-36-a). Ce résultat n'est pas surprenant puisque la surface du contact de drain est bien plus éloignée du canal d'électrons, constituant la zone la plus chaude du composant, que la surface du semiconducteur. Effectivement, la distance entre les microthermomètres Raman déposés sur la surface du semiconducteur et le canal d'électrons est beaucoup plus faible que celle entre la surface du contact ohmique et le canal. Or le point le plus chaud du composant est situé dans le canal, à la base de la grille côté drain. Il apparaît clairement que les microparticules à la surface du semiconducteur sont plus à même de s'approcher de cette valeur maximale de température que celles déposées sur les contacts ohmiques. Le même phénomène a été observé pour les composants polarisés en régime continu.

La Figure III-39 met également en évidence que la surface du contact de drain ne peut pas se refroidir complètement durant l'état OFF du composant parce que le rapport cyclique de l'impulsion  $V_{\text{DS}}$  est de 25%. En effet,  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  est égal à 15 °C quand  $t = 33 \mu\text{s}$ . Ce résultat est concordant avec ceux obtenus grâce aux microparticules déposées à la surface du semiconducteur (Figure III-36-a).

## VI. Conclusion

Dans un premier temps, nous avons montré que la température d'auto-échauffement de la surface de HEMTs AlInN/GaN polarisés en régime continu peut être estimée avec précision en utilisant des microthermomètres Raman à base de  $\text{TiO}_2$  et de  $\text{CeO}_2$ . Ces microparticules sont déposées sur la surface du composant, ce qui permet aussi bien de mesurer la température d'auto-échauffement de la surface du semiconducteur et que celle des contacts métalliques. Cependant, les thermomètres à base de  $\text{CeO}_2$  permettent d'évaluer les températures d'auto-échauffement à partir de  $\delta(\text{CeO}_2)$  ou de  $\Gamma(\text{CeO}_2)$  contrairement aux thermomètres  $\text{TiO}_2$  pour lesquels  $\Delta T(\text{TiO}_2)$  est uniquement estimé à partir de  $\delta(\text{TiO}_2)$ . Cela constitue un avantage considérable car il est possible de vérifier si les mesures de température sont erronées en raison d'effets de déformation mécanique pouvant exister au sein des microparticules de  $\text{CeO}_2$ . En effet, en l'absence de contraintes mécaniques internes aux microparticules, les  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  évalués à partir des deux paramètres thermosensibles  $\delta(\text{CeO}_2)$  et de  $\Gamma(\text{CeO}_2)$  des microthermomètres Raman à base de  $\text{CeO}_2$  doivent être similaires. De plus, cette étude confirme que le  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  de la surface du composant est plus élevé que le  $\Delta T(\text{GaN})$  volumique de la couche de GaN. Nous avons montré que  $\Delta T(\text{GaN})$  et  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  valent respectivement 158 °C et 207 °C quand la densité de puissance dissipée par le composant est de 9  $\text{W}\cdot\text{mm}^{-1}$ . En outre, nous avons estimé expérimentalement les valeurs de TBR et nous avons relevé une valeur de  $12 \cdot 10^{-8} \text{ } ^\circ\text{C}\cdot\text{m}^2\cdot\text{W}^{-1}$ . Nous avons également mesuré les valeurs de la résistance thermique des composants et de la résistance thermique existant entre les

microthermomètres et la surface des composants avec une bonne précision en utilisant la spectroscopie Raman confocale. Les valeurs estimées sont respectivement de  $22 \text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{mm}\cdot\text{W}^{-1}$  et  $3 \text{ }^\circ\text{C}\cdot\text{mm}\cdot\text{W}^{-1}$ . D'ailleurs, les résultats présentés sont cohérents avec ceux de la littérature, ce qui valide que la spectroscopie Raman conventionnelle associée aux microthermomètres Raman peut être utilisée pour caractériser thermiquement des composants AlInN/GaN polarisés en régime continu.

Dans un deuxième temps, nous avons mis en évidence que les microthermomètres Raman à base de  $\text{CeO}_2$  permettent aussi de visualiser l'évolution temporelle de la température d'auto-échauffement de la surface du semiconducteur de transistors AlInN/GaN polarisés en régime impulsif. Ainsi, nous avons observé que  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  mesuré à la surface du semiconducteur est plus élevé que  $\Delta T(\text{GaN})$  de la couche de GaN avant, pendant et après l'impulsion de tension  $V_{\text{DS}}$  appliquée au composant. A titre d'exemple, pour un pulse de  $12 \text{ } \mu\text{s}$  avec un rapport cyclique de 32,5%, nous avons déterminé que les valeurs maximales de  $\Delta T(\text{GaN})$  et  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  sont respectivement de  $60$  et  $120 \text{ }^\circ\text{C}$ . Ces valeurs sont légèrement plus faibles pour un pulse de  $8 \text{ } \mu\text{s}$  car elles sont égales à  $55$  et  $100 \text{ }^\circ\text{C}$ , respectivement. Cela confirme que  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  de la surface du semiconducteur est plus élevé que la température volumique  $\Delta T(\text{GaN})$  de la couche de GaN. En effet, dans ces conditions, les microparticules de  $\text{CeO}_2$  sont proches du canal du transistor. De plus, nous avons observé que le composant ne peut pas se refroidir complètement pendant son état OFF lorsque le rapport cyclique de l'impulsion  $V_{\text{DS}}$  imposée aux HEMTs AlInN/GaN sur saphir est supérieur à 8%. Ceci peut également être induit par la mauvaise conductivité thermique du substrat de saphir.

Ainsi, nous pouvons dire que la combinaison de la spectroscopie Raman conventionnelle avec l'utilisation de microthermomètres Raman à base de  $\text{CeO}_2$  nous permet de mesurer les températures d'auto-échauffement volumique du semiconducteur, de la surface du semiconducteur et des surfaces métalliques des transistors à base de GaN. L'utilisation des microthermomètres Raman permet alors de mesurer la température de composants sur les contacts de grille et de drain mais aussi les éventuelles plaques de champ, ce qui est impossible à réaliser avec la micro-spectrométrie Raman conventionnelle. Il est intéressant de souligner que ces caractérisations thermiques sont possibles que les composants soient polarisés en régime continu ou impulsif. De plus, contrairement aux mesures thermiques effectuées par thermoréflexance, l'utilisation de microthermomètres Raman permet de s'affranchir de la rugosité des contacts métalliques.

Enfin, cette technique peut également être utilisée pour caractériser thermiquement des composants à base de GaN sur d'autres substrats tels que Si, SiC ou diamant par exemple.



## Conclusion et perspectives



L'objectif de ma thèse était de caractériser physiquement et thermiquement des transistors HEMTs à base de GaN polarisés en régimes continu et impulsionnel. En effet, certaines technologies de composants telles que les structures AlInN/GaN, bien que prometteuses, présentent aujourd'hui encore des effets limitatifs dus à des phénomènes de pièges électriques ou d'auto-échauffement. Le développement de techniques de caractérisation rapides et précises des effets de pièges électriques et des effets thermiques de ces composants représente donc un enjeu majeur à l'heure actuelle pour les industriels.

Dans le chapitre I, nous avons défini la notion de piège électrique puis nous avons passé en revue quelques techniques permettant de caractériser ces effets de pièges qui font l'objet de nombreuses publications scientifiques.

Par exemple, la DLTS permet de caractériser des niveaux de pièges électriques en utilisant la variation de la capacité de la couche barrière du composant. Cette technique est basée sur la vitesse de libération des porteurs de charge par ces pièges en fonction de la température. Ainsi, en utilisant des lois d'Arrhenius, il est possible de déterminer l'énergie d'activation et la section efficace de capture des pièges électriques observés. Cependant, ces pièges doivent avoir une énergie d'activation inférieure à l'électronvolt. De plus, les variations de capacité sont faibles pour les transistors de type HEMT. C'est pourquoi des études de DLTS ont été faites à partir du régime transitoire du courant de drain. On parle alors de I-DLTS.

Il est également possible de visualiser des effets de pièges électriques sur les caractéristiques électriques des composants polarisés en régime impulsionnel. Cette technique est couramment utilisée pour caractériser les effets de gate-lag et de drain-lag. De plus, elle permet de s'affranchir des effets d'auto-échauffement induits par la polarisation électrique. Cependant, les pièges électriques sont sensibles au champ électrique interne du transistor. Ainsi, les conditions de polarisation utilisées peuvent modifier ou masquer leur influence sur les caractéristiques électriques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$ . Afin d'extraire l'énergie d'activation des pièges électriques identifiés, il est possible d'utiliser des lois d'Arrhenius. Les pièges mis en évidence auront alors une énergie d'activation inférieure à 1 eV.

Enfin, l'identification de niveaux de pièges électriques profonds peut se faire à l'aide de sources lumineuses. L'énergie véhiculée par les ondes électromagnétiques est dépendante de leur longueur d'onde. Il est ainsi possible de caractériser des pièges électriques ayant une énergie d'activation comprise entre 1 et 3,4 eV pour le GaN. Les effets de la lumière peuvent alors être visualisés sur les caractéristiques électriques du composant. Il est également possible de combiner la photoionisation avec la technique DLTS afin de caractériser des niveaux de pièges électriques profonds. On parle alors de DLTS.

Dans la seconde partie du premier chapitre, plusieurs techniques de caractérisation thermique de composants à base de GaN ont été présentées. Elles sont divisées en trois familles, à savoir les méthodes par contact physique, les méthodes électriques et les méthodes optiques.

Les méthodes par contact physique présentent des inconvénients majeurs :

- les cristaux liquides impliquent de déposer une couche de peinture noire à la surface du composant, rendant l'essai destructif. De plus, les températures pouvant être caractérisées ne correspondent pas aux gammes de températures de fonctionnement des transistors à base de GaN.
- l'intégration d'une micro-résistance dans l'espace grille-drain nécessite des étapes supplémentaires de fabrication, ce qui rend cette technique difficilement utilisable sur des transistors industriels.
- la microscopie thermique à balayage en champ proche nécessite de posséder un microscope à force atomique qui est un équipement onéreux. De plus, les temps d'acquisition sont longs pour réaliser des mesures sur une surface importante et les températures mesurées sont très dépendantes de la sonde thermique, de son état et de l'environnement dans lequel sont réalisées les mesures. Enfin, la caractérisation de composants industriels encapsulés s'avère complexe.

Les méthodes électriques utilisent la dépendance de paramètres électriques vis-à-vis de la température. Elles sont simples à mettre en œuvre et utilisent du matériel couramment rencontré dans les laboratoires de recherche. De plus, les mesures réalisées peuvent être effectuées sur des transistors packagés, ce qui représente un avantage indéniable. Cependant, les températures estimées sont moyennées sur l'intégralité de la zone active, ce qui rend les mesures de températures localisées impossibles. L'utilisation de méthodes électriques peut alors sous-estimer la valeur de la température maximale du composant, située à la base de la grille, côté drain.

Enfin, quatre méthodes optiques sont couramment rencontrées dans la littérature. Ces techniques présentent des résolutions spatiales élevées. Il est cependant nécessaire d'avoir un accès direct à la surface de la zone active du composant. Les différentes méthodes présentent des avantages et des inconvénients suivants :

- la thermographie infrarouge permet de réaliser des cartographies de la température sur des surfaces importantes rapidement. Cependant, elle présente une résolution spatiale limitée, de l'ordre de 3  $\mu\text{m}$  au mieux, ce qui la rend peu précise pour la caractérisation de transistors à base de GaN.
- la photoluminescence a été utilisée pour réaliser des mesures localisées de température avec des résolutions spatiale et temporelle de 3  $\mu\text{m}$  et 1  $^{\circ}\text{C}$ , respectivement. Cependant, les études rapportées ont été réalisées en régime continu, aucune étude thermique n'ayant été menée sur des transistors à base de GaN polarisés en régime impulsionnel à ce jour.
- la thermoréflectance permet de réaliser des mesures de température localisées sur des composants polarisés en régimes continu et impulsionnel. Les résolutions temporelle et spatiale sont de  $\pm 5$  K et 1  $\mu\text{m}$ , respectivement. Cette méthode s'avère particulièrement adaptée pour caractériser thermiquement la surface de contacts métalliques. Des mesures peuvent être faites à la surface de couches de semiconducteur mais nécessitent d'utiliser des sources lumineuses dont l'énergie est supérieure à la largeur de bande interdite des matériaux, ce qui induit la création de photoporteurs.
- la spectroscopie Raman présente des résolutions spatiales et temporelles similaires à la thermoréflectance. Les études rapportées dans la littérature ont été faites sur des

composants polarisés en régimes continu et impulsionnel. Cependant, cette technique ne permet pas de caractériser thermiquement les métaux, ce qui représente un frein pour la caractérisation thermique de transistors à base de GaN. Certaines études proposent de déposer des microthermomètres Raman à la surface du composant pour estimer leur température et ainsi déterminer la température à la surface du composant.

Dans le second chapitre, nous avons présenté le développement d'un banc de caractérisation de pièges électriques en associant un banc de caractérisation électrique en régime impulsionnel avec un spectrophotomètre. Cela nous a permis de combiner des mesures électriques en régimes statique et impulsionnel avec les techniques de photoionisation.

Nous avons fait l'acquisition des caractéristiques électriques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  des transistors à l'obscurité et en illuminant le composant avec des ondes électromagnétiques de longueurs d'onde variables comprises entre 400 et 1 000 nm. Nous avons noté une modification significative des caractéristiques électriques du composant lorsqu'il est illuminé avec des longueurs d'onde de 950 et 633 nm, soit pour une illumination infrarouge et rouge, respectivement.

L'impact des illuminations rouges et infrarouges sur les caractéristiques électriques des composants est fortement dépendant des conditions de polarisation. Nous avons observé que les effets des ondes électromagnétiques sur les caractéristiques électriques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  des composants sont plus prononcés en régime impulsionnel qu'en régime continu. Ce phénomène est dû au faible auto-échauffement des mesures réalisées en régime impulsionnel avec des durées de pulses électriques inférieures à la microseconde et des rapports cycliques très faibles.

De même, l'impact des ondes électromagnétiques sur les caractéristiques électriques du composant est dépendant du point de repos  $V_{GSQ}$  sélectionné. En effet, les variations de  $I_{DS}$  et de  $R_{ON}$  induites par les illuminations rouge et infrarouge augmentent à mesure que  $V_{GSQ}$  varie de 0 à -2 V, puis se stabilisent quand la polarisation de la grille au point de repos prend des valeurs plus négatives. Ainsi, l'influence des ondes électromagnétiques sur les caractéristiques électriques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$  est plus importante quand  $V_{GSQ} = -2$  V que quand  $V_{GSQ} = 0$  V.

Enfin, l'intensité des champs électriques au sein du composant peut fausser la caractérisation des pièges électriques. En effet, l'impact des pièges électriques sensibles aux ondes infrarouges et rouges sur les caractéristiques  $I_{DS}(V_{DS}, V_{GS})$ , clairement visible quand  $V_{DS}$  varie de 0 à 10 V, est réduit quand  $V_{DS}$  varie jusqu'à 15 V. Dans ces conditions, les pièges électriques sensibles aux ondes électromagnétiques infrarouges ne sont plus visibles. Il est donc primordial de tenir compte des effets du champ électrique lors des caractérisations de pièges électriques.

Enfin, l'évolution du courant de drain en fonction de la durée des pulses de tension appliqués aux composants a été analysée. Dans ces conditions, il est possible de mesurer les constantes de temps d'émission de porteurs par les pièges électriques.

Au final, cette étude nous a permis de mettre en évidence trois niveaux de pièges électriques :

- un piège électrique ayant une constante de temps inférieure à 400 ns dont l'énergie d'activation est de 2 eV. Il a été associé à la présence de dislocations dans la couche de GaN,
- un piège électrique ayant une constante de temps inférieure à 500 ns et une énergie d'activation de 1,3 eV. Il est attribué à la présence d'atomes de carbone dans la couche de GaN,
- un piège électrique insensible aux effets de lumière ayant une constante de temps de 4  $\mu$ s. Il peut être attribué à des pièges de surface.

Ainsi, la technique de caractérisation combinant les mesures électriques en régime impulsionnel avec les techniques de photoionisation permet d'identifier rapidement des niveaux de pièges électriques. L'utilisation conjointe des deux méthodes rend possible la caractérisation d'effets de pièges électriques qui n'auraient pas pu être observés avec des mesures en régime I-V impulsionnel seules.

Dans le troisième chapitre, nous avons caractérisé thermiquement des transistors HEMTs AlInN/GaN en utilisant la spectroscopie Raman.

Dans un premier temps, nous avons caractérisé thermiquement le transistor en régime continu. L'objectif de cette étude était de comparer deux types de microthermomètres Raman utilisant des microparticules de CeO<sub>2</sub> et de TiO<sub>2</sub>. La première étape a été de suivre l'évolution de la position et de la largeur à mi-hauteur des modes de vibration de ces matériaux afin de réaliser des courbes de calibration en température. Les microthermomètres à base de CeO<sub>2</sub> présentent deux paramètres thermosensibles distincts, à savoir la position et la largeur à mi-hauteur du mode de vibration F<sub>2g</sub>. Au contraire, les microparticules de TiO<sub>2</sub> ne permettent d'estimer  $\Delta T$  qu'en utilisant la variation de la position du mode de vibration E<sub>g</sub>. Les microparticules de CeO<sub>2</sub> présentent alors l'avantage de pouvoir vérifier si les mesures de températures sont erronées par des effets de contraintes mécaniques.

Nous avons ensuite déposé ces deux types de microparticules à la surface d'un composant AlInN/GaN afin d'estimer la température d'auto-échauffement du semiconducteur et des contacts métalliques.

Pour tous les composants caractérisés en régime continu, les deux types de microparticules ont permis de mesurer des valeurs de température d'auto-échauffement similaires. De plus, la température de la surface du semiconducteur est toujours supérieure à la température de la couche de GaN, qui est moyennée sur l'ensemble de son épaisseur. Ainsi, quand la densité de puissance dissipée par le composant est de 9 W/mm,  $\Delta T(\text{GaN})$ ,  $\Delta T(\text{CeO}_2)$  et  $\Delta T(\text{TiO}_2)$  valent respectivement 158, 207 et 217 °C. Dans le même temps, la température

du haut du substrat de saphir est estimée à 90 °C. L'utilisation conjointe de la spectroscopie Raman conventionnelle et des microthermomètres Raman permet alors de mesurer la température en volume du GaN et du substrat, ainsi que la température en surface, qu'il s'agisse de semiconducteur ou de surfaces métalliques.

L'utilisation des microthermomètres nous a également permis d'estimer que la résistance thermique globale du composant est de 22 °C.mm.W<sup>-1</sup>. Cette valeur est en accord avec celles trouvées dans la littérature pour des HEMTs à base de GaN déposé sur un substrat en saphir. De plus, cette valeur est plus importante que la résistance thermique mesurée à l'aide de la variation du mode de vibration E<sub>2</sub>(high) du GaN, qui retourne une valeur de 16 °C.mm.W<sup>-1</sup>. L'estimation de la résistance thermique à partir des modes de vibration du GaN tend alors à sous-estimer la valeur de la résistance thermique réelle présentée par le composant et donc à induire un biais dans les modèles développés.

L'utilisation de la spectroscopie Raman confocale a permis d'évaluer la qualité du contact thermique entre les microparticules de CeO<sub>2</sub> et de TiO<sub>2</sub> et la surface du composant. Nous avons pu déterminer que la valeur de résistance thermique entre les deux types de microthermomètres et la surface du semiconducteur est de l'ordre de 3 °C.mm.W<sup>-1</sup>. Cette valeur est faible, attestant de la bonne qualité du contact thermique entre les microparticules et la surface. Nous avons également montré que la présence des microparticules à la surface du composant n'a pas d'influence sur la dissipation thermique du composant.

Enfin, nous avons mesuré expérimentalement la valeur de la TBR existant entre la couche de GaN et le substrat de saphir. Nous avons estimé que, pour une température d'interface de 240 °C, la TBR est de 12.10<sup>-8</sup> °C.m<sup>2</sup>.W<sup>-1</sup>. Cette valeur est identique à celles trouvées dans la littérature et obtenues par simulation thermique.

Dans un deuxième temps, nous avons réalisé des mesures de température sur des composants polarisés en régime impulsionnel. Nous avons mis en évidence que les microthermomètres à base de CeO<sub>2</sub> permettent de visualiser l'évolution temporelle de la température de la surface des composants, qu'il s'agisse de semiconducteur ou de métal. Par exemple, pour des pulses de 12 μs ayant un rapport cyclique de 32,5%, nous avons déterminé que les valeurs maximales de ΔT(GaN) et ΔT(CeO<sub>2</sub>) sont respectivement de 60 et 120 °C. Ainsi, la température mesurée à l'aide des microparticules est supérieure à la température mesurée à l'aide du mode de vibration E<sub>2</sub>(high) du GaN. En effet, la microparticule déposée à la surface du semiconducteur est très proche du canal d'électron et le contact thermique est de bonne qualité, tandis que la température mesurée sur le GaN représente la valeur moyennée sur l'ensemble de l'épaisseur de la couche.

Grâce à cette technique de caractérisation, nous avons pu déduire que le rapport cyclique minimal permettant à nos composants de refroidir intégralement est de l'ordre de 8%. Cette valeur est proche des 10% rapportés dans la littérature et obtenus sur des transistors à base de GaN sur SiC.

Ainsi, la combinaison de la spectroscopie Raman confocale et des microthermomètres Raman permet de mesurer la température en volume et en surface de transistors polarisés en régimes continu et impulsionnel. Cela permet alors de visualiser l'évolution temporelle de la

température de la couche de GaN et du substrat, mais également de la surface du semiconducteur et des contacts métalliques, ce qui n'est pas possible en utilisant la spectroscopie Raman conventionnelle seule. De plus, les microparticules permettent de s'affranchir de la rugosité de la surface, ce qui représente un avantage conséquent par rapport à la thermorélectance.

Enfin, les techniques de caractérisation développées pendant cette thèse vont permettre de poursuivre les travaux de recherche menés par les membres de l'antenne cherbourgeoise de l'équipe Electronique du GREYC. Pour la caractérisation de pièges électriques, nous envisageons les études supplémentaires suivantes :

- Utiliser le banc de caractérisation de pièges électriques présenté dans cette étude sur des composants stressés et/ou irradiés afin de caractériser les niveaux de pièges électriques créés durant les stress électriques et les irradiations des composants,
- Installer un chuck chauffant sur le banc pulsé afin d'utiliser des lois d'Arrhenius pour identifier les niveaux de pièges électriques peu profonds,
- Epruver notre technique de caractérisation de pièges électriques sur des composants issus du commerce.

Pour les études thermiques, les perspectives sont :

- Utiliser le banc de caractérisation permettant de faire l'acquisition des caractéristiques électriques en régime impulsionnel pour estimer la température moyenne du canal d'électron grâce à des méthodes électriques, puis confronter les résultats à ceux obtenus par spectroscopie Raman.
- Utiliser le nouveau banc de spectroscopie Raman pour caractériser thermiquement des composants polarisés en régime impulsionnel avec des impulsions optiques d'une durée de quelques dizaines de nanosecondes afin de visualiser précisément l'évolution temporelle de la température. De ces mesures, il est possible de créer un modèle électriques équivalents de type RC traduisant le comportement thermique du composant.
- Réaliser des mesures en utilisant un laser UV pour mesurer la température volumique de la zone proche du canal d'électron et comparer ces valeurs à celles obtenues avec les microthermomètres.

# Références

- [1] F. Iucolano, T. Boles, “GaN-on-Si HEMTs for wireless base stations”, *Materials Science in Semiconductor Processing*, Vol. 98, pp. 100-105, 2019.  
Doi: <http://doi.org/10.1016/j.mssp.2019.03.032>
- [2] D. Koyama, A. Barsegyan, J. Walker, “Implications of using kW-level GaN transistors in radar and avionic systems”, *IEEE International Conference on Microwaves, Communications, Antennas and Electronic Systems (COMCAS)*, 02-04 November 2015, Tel Aviv, Israel, 2015.  
Doi: <https://doi.org/10.1109/COMCAS.2015.7360465>
- [3] A. Hassan, Y. Savaria, M. Sawan, “GaN Integration Technology, an Ideal Candidate for High-Temperature Applications: A Review”, *IEEE Access*, Vol. 6, pp. 78790-78802, 2018.  
Doi: <http://doi.org/10.1109/ACCESS.2018.2885285>
- [4] B. Mounika, J. Ajayan, S. Bhattacharya, D. Nirmal, “Recent developments in materials, architectures and processing of AlGaN/GaN HEMTs for future RF and power electronic applications: A critical review”, *Micro and Nanostructures*, Vol. 168, 207317, 2022.  
Doi: <https://doi.org/10.1016/j.micrna.2022.207317>
- [5] T. W. Crowe, J. L. Hesler, R. M. Weikle, S. H. Jones, “GaAs devices and circuits for terahertz applications”, *Infrared Physics & Technology*, Vol. 40, n° 3, pp. 175-189, 1999.  
Doi: [https://doi.org/10.1016/S1350-4495\(99\)00009-2](https://doi.org/10.1016/S1350-4495(99)00009-2)
- [6] Y. Guhel, “Réalisation de transistors à effet de champ à base de GaN pour l’amplification de puissance en gamme d’ondes millimétriques et à haute température”, thèse de doctorat en Electronique réalisée sous la supervision de M. B. Boudart, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2002.
- [7] S. Petitdidier, “Etude de l’influence de stress électriques et d’irradiation neutroniques sur des HEMTs de la filière GaN”, thèse de doctorat en Electronique réalisée sous la supervision de M. B. Boudart, Université de Caen Normandie, 2017.
- [8] N. Islam, M. F. P. Mohamed, M. F. A. Jalaludin Khan, S. Falina, H. Kawarada, M. Syamsul, “Reliability, Applications and Challenges of GaN HEMT Technology for Modern Power Devices: A Review”, *Crystals*, Vol. 12, n°11, 1581, 2022.  
Doi: <http://doi.org/10.3390/cryst12111581>
- [9] M. Meneghini, A. Tajalli, P. Moens, A. Banerjee, E. Zanoni et G. Meneghesso, “Trapping phenomena and degradation mechanisms in GaN-based power HEMTs”, *Material Science in Semiconductor Processing*, Vol. 78, n° 178, pp. 118-126, 2018.  
Doi: <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2017.10.009>
- [10] “GaN power market to reach \$1.1 bn in 2026, after doubling in 2020”, *Semiconductor TODAY Compounds & Advanced Silicon*, Vol. 16, n° 4, May 2021.

<https://www.semiconductor-today.com/features/PDF/semiconductor-today-may-2021-GaN-power.pdf>

[11] W. Qian, X. Zhang, Y. Fu, J. Lu, H. Bai, "Applying Normally-off GaN HEMTs for Coreless High-frequency Wireless Chargers", CES Transactions on Electrical Machines and Systems, Vol. 1, n° 4, pp. 418-427, 2017.

Doi: <http://doi.org/10.23919/TEMS.2017.8241364>

[12] E. M. Suijker, M. Rodenburg, J. A. Hoogland, M. van Heijningen, M. Seelmann-Eggebert, R. Quay, P. Brückner, F. E. van Vliet, "Robust AlGaIn/GaN Low Noise Amplifier MMICs for C-, Ku- and Ka-band Space Applications", IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium, 11-14<sup>th</sup> October 2009, Greensboro, NC, USA, 2009.

Doi: <https://doi.org/10.1109/csics.2009.5315640>

[13] M. Meneghini, L.-R. Trevisanello, G. Meneghesso, E. Zanoni, "A Review on the Reliability of GaN-Based LEDs", IEEE Transactions on Device and Materials Reliability, Vol. 8, n° 2, pp. 323-331, 2008.

Doi: <https://doi.org/10.1109/TDMR.2008.921527>

[14] "After Infineon's acquisition of GaN systems, are the power GaN ecosystem reshaping to support a \$2.04B market by 2028", Yole Group, August 2023.

<https://www.yolegroup.com/product/report/power-gan-2023/>

[15] G. Zissis, L. Canale, «Éclairage à base de LEDs - Composants LED,» *Techniques de l'Ingénieur*, vol. 33, 2019.

[16] J. Seaman, "China's Weaponization of Gallium and Germanium", Briefing de l'IFRI, ISBN/ISSN 979-10-373-0742-2.

[https://www.ifri.org/sites/default/files/atoms/files/seaman\\_china\\_gallium\\_germanium\\_july\\_2023.pdf](https://www.ifri.org/sites/default/files/atoms/files/seaman_china_gallium_germanium_july_2023.pdf)

[17] A.-C. Liu, C.-H. Hsieh, C. Langpoklakpam, K. J. Singh, W.-C. Lee, Y.-K. Hsiao, R.-H. Horng, H.-C. Kuo, C.-C. Tu, "State-of-the-Art  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Field-Effect Transistors for Power Electronics", ACS Omega, Vol. 7, n° 41, pp. 36070-36091, 2022.

Doi: <https://doi.org/10.1021/acsomega.2c03345>

[18] B. M. Green, K. K. Chu, E. Martin Chumbes, J. A. Smart, J. R. Shealy, L. F. Eastman, "The Effect of Surface Passivation on the Microwave Characteristics of Undoped AlGaIn/GaN HEMT's", IEEE Electron Device Letters, Vol. 21, n° 6, pp. 268-270, 2000.

Doi: <http://doi.org/10.1109/55.843146>

[19] S. Bouzid-Driad, H. Maher, N. Defrance, V. Hoel, J.-C. De Jaeger, M. Renvoise, P. Frijlink, "AlGaIn/GaN HEMTs on Silicon Substrate With 206-GHz  $F_{MAX}$ ", IEEE Electron Device Letters, Vol. 34, n° 1, pp. 36-38, 2013.

Doi: <http://doi.org/10.1109/LED.2012.2224313>

[20] V. Kumar, W. Lu, R. Schwindt, A. Kuliev, G. Simin, J. Yang, M. Asif Khan, I. Adesida, "AlGaIn/GaN HEMTs on SiC With  $f_T$  of Over 120 GHz", IEEE Electron Device Letters, Vol. 23, n° 8, pp. 455-457, 2002.

Doi: <http://doi.org/10.1109/LED.2002.801303>

[21] D. C. Dumka, T. M. Chou, F. Faili, D. Francis, F. Ejeckam, "AlGaIn/GaN HEMTs on diamond substrate with over 7 W/mm output power density at 10 GHz", *Electronics Letters*, Vol. 49, n° 20, pp. 1298-1299, 2013.

Doi: <http://doi.org/10.1049/el.2013.1973>

[22] K. K. Chu, P. C. Chao, M. T. Pizzella, R. Actis, D. E. Meharry, K. B. Nichols, R. P. Vaudo, X. Xu, J. S. Flynn, J. Dion, G. R. Brandes, "9.4-W/mm Power Density AlGaIn/GaN HEMTs on Free-Standing GaN Substrates", *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 25, n° 9, pp. 596-598, 2004.

Doi: <http://doi.org/10.1109/LED.2004.833847>

[23] H. Fu, K. Fu, S. Chowdhury, T. Palacios, Y. Zhao, "Vertical GaN Power Devices: Device Principles and Fabrication Technologies—Part I" *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 68, n° 7, pp. 3200-3211, 2021.

Doi: <http://doi.org/10.1109/TED.2021.3083239>

[24] H. Fu, K. Fu, S. Chowdhury, T. Palacios, Y. Zhao, "Vertical GaN Power Devices: Device Principles and Fabrication Technologies—Part II", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 68, n° 7, pp. 3212-3222, 2021.

Doi: <http://doi.org/10.1109/TED.2021.3083209>

[25] C. Kieselowski, J. Krüger, S. Ruvimov, T. Suski, J. W. Ager III, E. Jones, Z. Liliental-Weber, M. Rubin, E. R. Weber, "Strain-related phenomena in GaN thin films", *Physical Review B*, Vol. 54, n° 24, pp. 17745-17753, 1996.

Doi: <http://doi.org/10.1103/PhysRevB.54.17745>

[26] A. Sarua, H. Ji, K. P. Hilton, D. J. Wallis, M. J. Uren, T. Martin, M. Kuball, "Thermal Boundary Resistance Between GaN and Substrate in AlGaIn/GaN Electronic Devices", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 54, n° 12, pp. 3152-3158, 2007.

Doi: <http://doi.org/10.1109/TED.2007.908874>

[27] J. Ajayan, D. Nirmal, P. Mohankumar, B. Mounika, S. Bhattacharya, S. Tayal, A. S. Augustine Fletcher, "Challenges in material processing and reliability issues in AlGaIn/GaN HEMTs on silicon wafers for future RF power electronics & switching applications: A critical review", *Materials Science in Semiconductor Processing*, Vol. 151, 106982, 2022.

Doi: <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2022.106982>

[28] S. Cheng, P.-C. Chou, "Novel packaging design for high-power GaN-on-Si high electron mobility transistors (HEMTs)", *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 66, pp. 63-70, 2013.

Doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2012.10.003>

[29] N. Donato, N. Rouger, J. Pernot, G. Longobardi, F. Udrea, "Diamond power devices: state of the art, modelling, figures of merit and future perspectives", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 53, n° 9, 093003, 2020.

Doi: <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab4eab>

- [30] J. C. Mendes, M. Liehr, C. Li, "Diamond/GaN HEMTs: Where from and Where to?", *Materials*, Vol. 15, 415, 2022.  
Doi: <https://doi.org/10.3390/ma15020415>
- [31] H. Sun, R. B. Simon, J. W. Pomeroy, D. Francis, F. Faili, D. J. Twitchen, M. Kuball, "Reducing GaN-on-diamond interfacial thermal resistance for high power transistors applications", *Applied Physics Letters*, Vol. 106, n° 11, 111906, 2015.  
Doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4913430>
- [32] X. Jia, L. Huang, M. Sun, X. Zhao, J. Wei, C. Li, "The Effect of Interlayer Microstructure on the Thermal Boundary Resistance of GaN-on-Diamond Substrate", *Coatings*, Vol. 12, n° 5, 672, 2022.  
Doi: <http://doi.org/10.3390/coatings12050672>
- [33] M. Malakoutian, D. E. Field, N. J. Hines, S. Pasayat, S. Graham, M. Kuball, S. Chowdhury, "Record-Low Thermal Boundary Resistance between Diamond and GaN-on-SiC for Enabling Radiofrequency Device Cooling", *ACS Applied Materials & Interfaces*, Vol. 13, 60553-60560, 2021.  
Doi: <https://doi.org/10.1021/acsami.1c13833>
- [34] L. T. Hieu, H.-T. Hsu, C.-H. Chiang, D. Panda, C.-T. Lee, C.-H. Lin, E. Y. Chang, "Effects of AlN/GaN superlattice buffer layer on performances of AlGaIn/GaN HEMT grown on silicon for sub-6 GHz applications", *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 38, n°, pp. 025006-1 – 025006-8, 2023.  
Doi: <https://doi.org/10.1088/1361-6641/acac4b>
- [35] X. Yu, J. Ni, Z. Li, J. Zhou, C. Kong, "Reduction in leakage current in AlGaIn/GaN HEMT with three Al-containing step-graded AlGaIn buffer layers on silicon", *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 53, n° 5, pp. 051001-1 – 051001-4, 2014.  
Doi: <http://dx.doi.org/10.7567/JJAP.53.051001>
- [36] F. Medjdoub, J. F. Carlin, C. Gaquière, N. Grandjean, E. Kohn, "Status of the Emerging InAlN/GaN Power HEMT Technology", *The Open Electrical and Electronic Engineering Journal*, Vol. 2, pp. 1-7, 2008.  
Doi: <https://doi.org/10.2174/1874129000802010001>
- [37] A. Ilgaz, S. Gökden, R. Tülek, A. Teke, S. Özçelik, E. Özbay, "Temperature dependent hot electron transport in slightly lattice mismatched AlInN/AlN/GaN heterostructures", *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, Vol. 16, n° 9-10, pp. 1008-1014, 2014.
- [38] T.-S. Ko, D.-Y. Lin, C.-F. Lin, C.-W. Chang, J.-C. Zhang, S.-J. Tu, "High-temperature carrier density and mobility enhancements in AlGaIn/GaN HEMTs using AlN spacer layer", *Journal of Crystal Growth*, Vol. 464, n° 4, pp. 175-179, 2017.  
Doi: <https://dx.doi.org/10.1016/j.icrysgro.2016.12.023>
- [39] O. Lancry, "Etude par microspectrométrie Raman de matériaux et de composants microélectroniques à base de semi-conducteurs III-V grand gap", thèse de doctorat en Optique

et Lasers, Physico-Chimie et Atmosphère réalisée sous la supervision de M. C. Gaquière et de Mme E. Pichonat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2009.

[40] J.-C. de Jaeger, "Dispositifs HEMT à base de GaN – Technologie et caractérisation", Techniques de l'Ingénieur, Réf. E1996 V1, 2017.

[41] F. Medjdoub, J.-F. Carlin, M. Gonschorek, E. Feltin, M. A. Py, D. Ducatteau, C. Gaquière, N. Grandjean, E. Kohn, "Can InAlN/GaN be an alternative to high power / high temperature AlGaIn/GaN devices?", International Electron Devices Meeting, 11-13 December 2006, San Francisco, CA, USA.

Doi: <https://doi.org/10.1109/IEDM.2006.346935>

[42] N. Sarazin, E. Morvan, M. A. di Forte Poisson, M. Oualli, C. Gaquière, O. Jardel, O. Drisse, M. Tordjman, M. Magis, S. L. Delage, "AllInN/AlN/GaN HEMT Technology on SiC With 10-W/mm and 50% PAE at 10 GHz", IEEE Electron Device Letters, Vol. 31, n° 1, pp. 11-13, 2010.

Doi: <https://doi.org/10.1109/LED.2009.2035145>

[43] H. Sun, A. R. Alt, H. Benedickter, C. R. Bolognesi, E. Feltin, J.-F. Carlin, M. Gonschorek, N. Grandjean, T. Maier, R. Quay, "102-GHz AllInN/GaN HEMTs on Silicon With 2.5-W/mm Output Power at 10 GHz", IEEE Electron Device Letters, Vol. 30, n° 8, pp. 796-798, 2009.

Doi: <https://doi.org/10.1109/LED.2009.2023603>

[44] M. Fieger, M. Eickelkamp, W. Zhang, L. Rahimzadeh Khoshroo, C. Mauder, Y. Dikme, M. Heuken, A. Nocolak, H. Kalisch, R. H. Jansen, A. Vescan, "AllInN/GaN HEMTs on sapphire: dc and pulsed characterisation", Physica Status Solidi C, Vol 5, n° 6, pp. 1926-1928, 2008.

Doi: <https://doi.org/10.1002/pssc.200778450>

[45] C. Gaquière, F. Medjdoub, J.-F. Carlin, S. Vandenbrouck, E. Delos, E. Feltin, N. Grandjean, E. Kohn, "AllInN/GaN a suitable HEMT device for extremely high power high frequency applications" IEEE/MTT-S International Microwave Symposium, 03-08 June 2007, Honolulu, HI, USA.

Doi: <https://doi.org/10.1109/MWSYM.2007.380349>

[46] C. Lee, P. Saunier, J. Yang, M. Asif Khan, "AlGaIn-GaN HEMTs on SiC With CW Power Performance of > 4 W/mm and 23% PAE at 35 GHz", IEEE Electron Device Letters, Vol. 24, n° 10, pp. 616-618, 2003.

Doi: <https://doi.org/10.1109/LED.2003.817383>

[47] D. C. Dumka, C. Lee, H. Q. Tserng, P. Saunier, M. Kumar, "AlGaIn/GaN HEMTs on Si substrate with 7 W/mm output power density at 10 GHz", Electronics Letters, Vol. 40, n° 16, pp. 1023-1024, 2004.

Doi: <https://doi.org/10.1049/el:20045292>

[48] A. Chini, D. Buttari, R. Coffie, S. Heikman, S. Keller, U. K. Mishra, "12 W/mm power density AlGaIn/GaN HEMTs on sapphire substrate", Electronics Letters, Vol. 40, n° 1, 2004.

Doi: <https://doi.org/10.1049/el:20040017>

- [49] W. Lu, V. Kumar, R. Schwindt, E. Piner, I. Adesida, "DC, RF, and Microwave Noise Performances of AlGaIn/GaN HEMTs on Sapphire Substrates", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 50, n° 11, pp. 2499-2504, 2002.  
Doi: <https://doi.org/10.1109/TMTT.2002.804619>
- [50] B. Chatterjee, K. Zeng, C. D. Nordquist, U. Singiseti, S. Choi, "Device-Level Thermal Management of Gallium Oxide Field-Effect Transistors", IEEE Component, Packaging, and Manufacturing Technology, Vol. 9, n° 12, pp. 2352-2365, 2019.  
Doi: <https://doi.org/10.1109/TCPMT.2019.2923356>
- [51] A. Hickman, R. Chaudhuri, L. Li, K. Nomoto, S. J. Bader, J. C. M. Hwang, H. G. Xing, D. Jena, "First RF Power Operation of AlN/GaN/AlN HEMTs With >3 A/mm and 3 W/mm at 10 GHz", Journal of the Electron Devices Society, Vol. 9, pp. 121-124, 2021.  
Doi: <https://doi.org/10.1109/JEDS.2020.3042050>
- [52] M. Bouya, "Etude des mécanismes de défaillances et de transport dans les structures HEMTs AlGaIn/GaN", thèse de doctorat en Electronique, réalisée sous la supervision de Mmes. N. Malbert et N. Labat, Université de Bordeaux 1, 2010.
- [53] G. Astre, "Fiabilité des dispositifs HEMT en technologie GaN", thèse de doctorat en Micro-onde, Electromagnétisme et optoélectronique, réalisée sous la supervision de M. J.-G. Tartarin, Université Toulouse III – Paul Sabatier, 2012.
- [54] F. Berthet, "Effet de rayonnements ionisants de faible dose et de stress électriques sur les performances électriques dc de HEMTs AlGaIn/GaN", thèse de doctorat en microélectronique, réalisée sous la supervision de M. B. Boudart, Université de Caen Normandie, 2011.
- [55] Y.-H. Wang, Y. C. Liang, G. S. Samudra, T.-F. Chang, C.-F. Huang, L. Yuan, G.-Q. Lo, "Modelling temperature dependence on AlGaIn/GaN power HEMT device characteristics", Semiconductor Science and Technology, Vol. 28, n° 12, pp. 125010-1 – 125010-10, 2013.  
Doi: <https://doi.org/10.1088/0268-1242/28/12/125010>
- [56] G. Brocero, "Comparaison de méthodes de caractérisation thermique de transistors de puissance hyperfréquence de la filière nitrure de gallium", thèse de doctorat en Electronique réalisée sous la supervision de M. B. Boudart, Université de Caen Normandie, 2018.
- [57] R. Aubry, "Etude des aspects électrothermiques de la filière HEMT AlGaIn/GaN pour application de puissance hyperfréquence", thèse de doctorat en Microonde et microtechnologie réalisée sous la supervision de MM. P.A. Rolland et S. Delage, Université des Sciences et Technologiques de Lille, 2004.
- [58] 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 en Micro et Nano Technologies, Acoustique et Télécommunications réalisée sous la supervision de M. C. Gaquière, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2010.
- [59] L. Baczkowski, "Modélisation et Caractérisation Thermique de Transistors de Puissance Hyperfréquence GaN et Conséquences sur la Fiabilité de Modules Radars

d'Emission/Réception en Bande X", thèse de doctorat en Micro et Nanotechnologies, Acoustique et Télécommunication réalisée sous la supervision de M. C. Gaquière, Université des Sciences et Technologies de Lille, 2015.

[60] S. Ghosh, S. Das, S. M. Dinara, A. Bag, A. Chakraborty, P. Mukhopadhyay, S. K. Jana, D. Biswas, "OFF-State Leakage and Current Collapse in AlGaN/GaN HEMTs: a Virtual Gate Induced by Dislocations", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 65, n° 4, pp. 1333-1339, 2018.

Doi: <http://doi.org/10.1109/TED.2018.2808334>

[61] J. Joh, J. del Alamo, U. Chowdhury, T.-M. Chou, H.-Q. Tserng, J. Jimenez, "Measurement of Channel Temperature in GaN High-Electron Mobility Transistors", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 56, n° 12, pp. 2895-2901, 2009.

Doi: <http://doi.org/10.1109/TED.2009.2032614>

[62] A. Y. Polyakov, I.-H. Lee, T. Jang, A. A. Dorofeev, N. B. Gladysheva, E. S. Kondratyev, Y. A. Turusova, R. A. Zinovyev, A. V. Turutin, F. Ren, S. J. Pearton, "Current relaxation analysis in AlGaN/GaN high electron mobility transistors", Journal of Vacuum Science & Technology B, Vol. 35, n° 1, pp. 011207-1 – 011207-10, 2017.

Doi: <http://dx.doi.org/10.1116/1.4973973>

[63] C. Potier, "Caractérisation et modélisation des pièges par des mesures de dispersion basse-fréquence dans les technologies HEMTs AlInN/GaN pour l'amplification de puissance en gamme millimétrique", thèse de doctorat réalisée sous la supervision de MM. M. Campovecchio et A. Martin, Université de Limoges, 2016.

[64] J. Kuzmik, G. Pozzovivo, C. Ostermaier, G. Strasser, D. Pogany, E. Gornik, J.-F. Carlin, M. Gonschorek, E. Feltin, N. Grandjean, "Analysis of degradation mechanisms in lattice-matched InAlN/GaN high-electron-mobility transistors", Journal of Applied Physics, Vol. 106, n° 12, pp. 124503-1 – 124503-7, 2009.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.3272058>

[65] A. Y. Polyakov, I. H. Lee, "Deep traps in GaN-based structures as affecting the performance of GaN devices", Materials Science and Engineering: R: Reports, Vol. 56, pp. 1-56, 2015.

Doi: <https://doi.org/10.1016/j.mser.2015.05.001>

[66] S. Petitdidier, Y. Guhel, J. L. Trolet, P. Mary, C. Gaquière, B. Boudart, "Parasitic channel induced by an on-state stress in AlInN/GaN HEMTs", Applied Physics Letters, Vol. 110, n° 16, pp. 163501-1 – 163501-4, 2017.

Doi: <https://dx.doi.org/10.1063/1.4980114>

[67] G. Meneghesso, F. Rampazzo, P. Kordoš, G. Verzellesi, E. Zanoni, "Current Collapse and High-Electric-Field Reliability of Unpassivated GaN/AlGaIn/GaN HEMTs", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 53, n° 12, pp. 2932-2941, 2006.

Doi: <https://doi.org/10.1109/TED.2006.885681>

[68] F. Berthet, Y. Guhel, B. Boudart, H. Gualous, J. L. Trolet, M. Piccione, C. Gaquière, "Impact of low gamma radiation dose on electrical trap related effects in AlGaIn/GaN HEMTs", Electronics Letters, Vol. 48, n° 17, pp. 1078-1079, 2012.

[69] S. J. Pearton, F. Ren, E. Patrick, M. E. Law, A. Y. Polyakov, “Review – Ionizing Radiation Damage Effects on GaN Devices, ECS Journal of Solid State Science and Technology, Vol. 5, n° 2, pp. Q35-Q60, 2016.

Doi: <https://doi.org/10.1149/2.0251602jss>

[70] F. Berthet, Y. Guhel, B. Boudart, H. Gualous, J. L. Trolet, M. Piccione, C. Gaquière, “Influence of Thermal and Fast Neutron Irradiation on dc Electrical Performances of AlGaIn/GaN Transistors”, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 53, n° 5, pp. 2556-2561, 2012.

Doi: <https://doi.org/10.1109/TNS.2012.2209894>

[71] S. Petitdidier, Y. Guhel, J. L. Trolet, P. Mary, C. Gaquière, B. Boudart, “Neutron Irradiation Effects on the Electrical Properties of Previously Electrically Stressed AlInN/GaN HEMTs”, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 66, n° 5, pp. 810-819, 2019.

Doi: <https://doi.org/10.1109/TNS.2019.2908055>

[72] A. R. Peaker, V. P. Markevich, J. Coutinho, “Tutorial: Junction spectroscopy techniques and deep-level defects in semiconductors”, Journal of Applied Physics, Vol. 123, pp. 161559-1 – 161559-22, 2018.

Doi: <http://doi.org/10.1063/1.5011327>

[73] W. Chikhaoui, “Etude des mécanismes physiques responsables des dysfonctionnements des transistors HEMTs à base d’hétérostructures AlGaIn/GaN et AlInN/GaN”, thèse de doctorat en Dispositifs de l’Electronique Intégrée réalisée sous la supervision de Catherine Bru-Chevallier, INSA de Lyon, 2011.

[74] R. Ye, X. Cai, C. Du, H. Liu, Y. Zhang, X. Duan, J. Zhu, “An Overview on Analyses and Suppression Methods of Trapping Effects in AlGaIn/GaN HEMTs”, IEEE Access, Vol. 10, pp. 21759-21773, 2022.

Doi: <https://doi.org/10.1109/ACCESS.2021.3139443>

[75] N. Zagni, A. Chini, F. Maria, P. Pavan, G. Verzellesi, “The Role of Carbon Doping on Breakdown, Current Collapse, and Dynamic On-Resistance Recovery in AlGaIn/GaN High Electron Mobility Transistors on Semi-Insulating SiC Substrates”, Physica Status Solidi A, Vol. 217, pp. 1900762-1 – 1900762-5, 2020.

Doi: <https://doi.org/10.1002/pssa.201900762>

[76] E. Pérez-Martín, D. Vaquero, H. Sánchez-Martín, C. Gaquière, V. J. Raposo, T. González, J. Mateos, I. Iñiguez-de-la-Torre, « Analysis of trap states in AlGaIn/GaN self-switching diodes via impedance measurements », Microelectronics Reliability, Vol. 114, pp. 113806-1 – 113806-5, 2020.

Doi : <http://doi.org/10.1016/j.microrel.2020.113806>

[77] S. Petitdidier, F. Berthet, Y. Guhel, J. L. Trolet, P. Mary, C. Gaquière, B. Boudart, “Characterization and analysis of electrical trap related effects on the reliability of AlInN/GaN HEMTs”, Microelectronics Reliability, Vol. 55, n° 9-10, pp. 1719-1723, 2015.

Doi: <https://doi.org/10.1016/j.microrel.2015.06.070>

[78] C. Potier, A. Martin, M. Campovecchio, S. Laurent, R. Quere, J.-C. Jacquet, O. Jardel, S. Piotrowicz, S. Delage, “Trap Characterization of Microwave GaN HEMTs Based on Frequency Dispersion of the Output-Admittance”, 44<sup>th</sup> European Microwave Conference, 06-09 October 2014, Rome, Italy.

Doi: <http://doi.org/10.1109/EuMC.2014.6986709>

[79] A. M. Wells, M. J. Uren, R. S. Balmer, K. P. Hilton, T. Martin, M. Missous, “Direct demonstration of the ‘virtual gate’ mechanism for current collapse in AlGaIn/GaN HFETs”, *Solid-State Electronics*, Vol. 49, n° 2, pp. 279-282, 2005.

Doi: <http://doi.org/10.1016/j.sse.2004.10.003>

[80] P. B. Klein, S. C. Binari, “Photoionization spectroscopy of deep defects responsible for current collapse in nitride-based field effect transistors”, *Journal of Physics: Condensed Matter*, Vol 15, n° 44, pp. R1641-R1667, 2003.

Doi: <http://doi.org/10.1088/0953-8984/15/44/R01>

[81] D. V. Lang, “Deep-level transient spectroscopy: A new method to characterize traps in semiconductors”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 45, n° 7, pp. 3023-3032, 1974.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.1663719>

[82] S. Pan, S. Feng, X. Li, K. Bai, X. Lu, Y. Zhang, L. Zhou, E. Rui, Q. Jiao, Y. Tian, “Characterization of traps in GaN-based HEMTs by drain voltage transient and capacitance deep-level transient spectroscopy”, *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 37, n° 9, pp. 095017-1 – 095017-7, 2022.

Doi: <https://doi.org/10.1088/1361-6641/ac84fc>

[83] L. Dobaczewski, P. Kaczor, I. D. Hawkins, A. R. Peaker, “Laplace transform deep-level transient spectroscopic studies of defects in semiconductors”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 76, n° 1, pp. 194-198, 1994.

Doi: <http://doi.org/10.1063/1.357126>

[84] P. Deixler, J. Terry, I. D. Hawkins, J. H. Evans-Freeman, A. R. Peaker, L. Rubaldo, D. K. Maude, J.-C. Portal, L. Dobaczewski, K. Bonde Nielsen, A. Nylandsted Larsen, A. Mesli, “Laplace-transform deep-level transient spectroscopy studies of the G4 gold-hydrogen complex in silicon”, *Applied Physics Letters*, Vol. 73, pp. 3126-3128, 1998.

Doi: <http://doi.org/10.1063/1.122694>

[85] I. D. Hawkins, A. R. Peaker, “Capacitance and conductance deep level transient spectroscopy in field-effect transistors”, *Applied Physics Letters*, Vol. 48, n° 3, pp. 227-229, 1986.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.96565>

[86] A. Sasikumar, A. R. Arehart, S. Martin-Horcajo, M. F. Romero, Y. Pei, D. Brown, F. Recht, M. A. di Forte-Poisson, F. Calle, M. J. Tadjer, S. Keller, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, S. A. Ringel, “Direct comparison of traps in InAlN/GaN and AlGaIn/GaN high electron mobility transistors using constant drain current deep level transient spectroscopy”, *Applied Physics Letters*, Vol. 103, n° 3, pp. 033509-1 – 033509-4, 2013.

Doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4813862>

[87] M. Meneghini, N. Ronchi, A. Stocco, G. Meneghesso, U. K. Mishra, Y. Pei, E. Zanoni, "Investigation of Trapping and Hot-Electron Effects in GaN HEMTs by Means of a Combined Electrooptical Method", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 58, n° 9, pp. 2996-3003, 2011.

Doi: <https://doi.org/10.1109/TED.2011.2160547>

[88] F. D. Auret, S. A. Goodman, F. K. Koschnick, J.-M. Spaeth, B. Beaumont, P. Gibart, "Electrical characterization of two deep electron traps introduced in epitaxially grown n-GaN during He-ion irradiation", Applied Physics Letters, Vol. 73, n° 25, pp. 3745-3747, 1998.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.122881>

[89] Z.-Q. Fang, B. Clafin, D. C. Look, D. S. Green, R. Ventury, "Deep traps in AlGaIn/GaN heterostructures studied by deep level transient spectroscopy: Effect of carbon concentration in GaN buffer layers", Journal of Applied Physics, Vol. 108, n° 6, pp. 063706-1 – 063706-6, 2010.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.3488610>

[90] T. Lorin, "Contribution à la compréhension et à la réduction de l'effet de current collapse dans les HEMTs et diodes à base d'hétérojonction AlGaIn/GaN sur substrat silicium pour des applications de puissance", thèse de doctorat en Nanoélectronique et nanotechnologies réalisée sous la supervision de MM. G. Ghibaudo et W. Vandendaele, Université Grenoble Alpes, 2019.

[91] G. Meneghesso, M. Meneghini, D. Bisi, I. Rossetto, A. Cester, U. K. Mishra, E. Zanoni, "Trapping phenomena in AlGaIn/GaN HEMTs: a study based on pulsed and transient measurements", Semiconductor Science and Technology, Vol. 28, pp. 074021-1 – 074021-8, 2013.

Doi: <http://doi.org/10.1088/0268-1242/28/7/074021>

[92] F. Danesin, A. Tazzoli, F. Zanon, G. Meneghesso, E. Zanoni, A. Cetrionio, C. Lanzieri, S. Lavanga, M. Peroni, P. Romanini, "Thermal storage effects on AlGaIn/GaN HEMT", Microelectronics Reliability, Vol. 48, n° 8-9, pp. 1361-1365, 2008.

Doi: <https://doi.org/10.1016/j.microrel.2008.07.008>

[93] J. Joh, J. del Alamo, "A Current-Transient Methodology for Trap Analysis for GaN High Electron Mobility Transistors", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 58, n° 1, pp. 132-140, 2011.

Doi: <http://doi.org/10.1109/TED.2010.2087339>

[94] D. Bisi, M. Meneghini, C. de Santi, A. Chini, M. Dammann, P. Brückner, M. Mikulla, G. Meneghesso, E. Zanoni, "Deep-level Characterization in GaN HEMTs-Part I: Advantages and Limitations of Drain Current Transient Measurements", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 60, n° 10, pp. 3166-3175, 2013.

Doi: <http://doi.org/10.1109/TED.2013.2279021>

[95] X. Zheng, S. Feng, Y. Zhang, X. He, Y. Wang, "A New Differential Amplitude Spectrum for Analyzing the Trapping Effect in GaN HEMTs Based on the Drain Current Transient", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 64, n° 4, pp. 1498-1504, 2017.

Doi: <http://doi.org/10.1109/TED.2017.2654481>

[96] S. Pan, S. Feng, X. Li, X. Zheng, X. Lu, X. he, K. Bai, Y. Zhang, L. Zhou, "Identifying the Properties of Traps in GaN High-Electron-Mobility Transistors via Amplitude Analysis Based on the Voltage-Transient Method", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 68, n° 11, pp. 5541-5546, 2021.

Doi: <http://doi.org/10.1109/TED.2021.3108755>

[97] P. B. Klein, J. A. Freitas Jr., S. C. Binari, A. E. Wickenden, "Observation of deep traps responsible for current collapse in GaN metal-semiconductor field-effect transistors", Applied Physics Letters, Vol. 75, n° 25, pp. 4016-4018, 1999.

Doi: <http://doi.org/10.1063/1.125523>

[98] Cours sur les transferts thermiques de P. Marty, Université Joseph Fourier, Grenoble.

[99] J. M. Dorkel, "Semiconducteurs de puissance – Problèmes thermiques (partie 1)", Techniques de l'Ingénieur, pp. D3 112-1 – D3 112-19, 2003.

[100] P. Barois, "Cristaux liquides", Techniques de l'ingénieur, Sciences fondamentales | Physique Chimie, Référence A1325 V1, 1996.

[101] R. Nasarek, "Temperature fields measurements with high spatial and temporal resolution using liquid crystal thermography and laser induced fluorescence", Dissertation pour obtenir le grade d'ingénieur-docteur sous la supervision de M. P. Stephan, Université de Darmstadt, Allemagne, 2010.

[102] P. Ireland, T. Jones, "Liquid crystal measurements of heat transfer and surface shear stress", Measurement Science and Technology, Vol. 11, pp. 969-986, 2000.

Doi: <http://doi.org/10.1088/0957-0233/11/7/313>

[103] R. Wiberg, N. Lior, "Errors in thermochromic liquid crystal thermometry", Review of Scientific Instruments, Vol. 75, n° 9, pp. 2985-2994, 2004.

Doi: <http://doi.org/10.1063/1.1777406>

[104] J. Christofferson, K. Maize, Y. Ezzahri, J. Shabani, X. Wang, A. Shakouri, "Microscale and nanoscale thermal characterization techniques", Thermal Issues in Emerging Technologies, Le Caire, Egypte, 3-6 Janvier 2007.

[105] Y. Zhang, W. Zhu, F. Hui, M. Lanza, T. Borca-Tasciuc, M. Muñoz Rojo, "A Review on Principles and Applications of Scanning Thermal Microscopy (SThM)", Advanced Functional Materials, Vol. 30, n° 18, pp. 1900892-1 – 1900892-33, 2020.

Doi: <http://doi.org/10.1002/adfm.201900892>

[106] R. Aubry, J.-C. Jacquet, J. Weaver, O. Durand, P. Dobson, G. Mills, M.-A. di Forte-Poisson, S. Cassette, S.-L. Delage, "SThM Temperature Mapping and Nonlinear Thermal Resistance Evolution With Bias on AlGaIn/GaN HEMT Devices", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 54, n° 3, pp. 385-390, 2007.

Doi: <http://doi.org/10.1109/TED.2006.890380>

- [107] F. Gucmann, J. Pomeroy, M. Kuball, "Scanning thermal microscopy for accurate nanoscale device thermography", *Nano Today*, Vol. 39, pp. 101206-1 – 101206-10, 2021.  
Doi: <http://doi.org/10.1016/j.nantod.2021.101206>
- [108] E. Puyoo, S. Grauby, J.-M. Rampnoux, E. Rouvière, S. Dilhaire, "Scanning thermal microscopy of individual silicon nanowires", *Journal of Applied Physics*, Vol. 109, pp. 024302-1 – 024302-9, 2011.  
Doi: <http://doi.org/10.1063/1.3524223>
- [109] O. Arenas, "Développement d'une nouvelle méthode de caractérisation électrothermique de transistors en nitrure de gallium", thèse de doctorat en génie électrique réalisée sous la supervision de MM. François Boone et R. Arès, Université de Sherbrooke, Canada, 2015.
- [110] O. Arenas, E. Al Alam, A. Thevenot, Y. Cordier, A. Jaouad, V. Aimez, H. Maher, R. Arès, F. Boone, "Integration of Micro Resistance Thermometer Detectors in AlGaIn/GaN Devices", *Journal of the Electron Devices Society*, Vol. 2, n° 6, pp. 145-148, 2014.  
Doi: <https://doi.org/10.1109/JEDS.2014.2346391>
- [111] O. Arenas, E. Al Alam, V. Aimez, A. Jaouad, H. Maher, R. Arès, F. Boone, "Electrothermal Mapping of AlGaIn/GaN HEMTs Using Microresistance Thermometer Detectors", *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 36, n° 2, pp. 111-113, 2015.  
Doi: <http://doi.org/10.1109/LED.2014.2379213>
- [112] I. Rossetto, M. Meneghini, T. Tomasi, D. Yufeng, G. Meneghesso, E. Zanoni, "Indirect techniques for channel temperature estimation of HEMT microwave transistors: Comparison and limits", *Microelectronics Reliability*, Vol. 52, n° 9-10, pp. 2093-2097, 2012.  
Doi: <https://doi.org/10.1016/j.microrel.2012.06.132>
- [113] V. Sodan, D. Kosemura, S. Stoffels, H. Oprins, M. Baelmans, S. Decoutere, I. De Wolf, "Experimental Benchmarking of Electrical Methods and  $\mu$ -Raman Spectroscopy for Channel Temperature Detection in AlGaIn/GaN HEMTs", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 63, n° 6, pp. 2321-2327, 2016.  
Doi: <http://doi.org/10.1109/TED.2016.2550203>
- [114] A. Z. Chowdhury, M. A. Alim, S. Islam, C. Gaquière, "Estimation of channel temperature and thermal sensitivity for 0.15  $\mu$ m GaN HEMT", *Microelectronic Engineering*, Vol. 247, pp. 111595-1 – 111595-7, 2021.  
Doi: <http://doi.org/10.1016/j.mee.2021.111595>
- [115] R. Sommet, G. Mougnot, R. Quere, Z. Ouarch, M. Camiade, "Thermal modelling and measurement of AlGaIn/GaN HEMTs including thermal boundary resistance", *Microelectronics Journal*, Vol. 43, n° 9, pp. 611-617, 2012.  
Doi: <http://doi.org/10.1016/j.mejo.2011.07.009>
- [116] L. Chen, X. Yan, W. Li, Y. Huang, D. Yan, X. Gu, "Accurate determination of the peak channel temperature by an electrical method combined with EL mapping technique in

In<sub>0.17</sub>Al<sub>0.83</sub>N/GaN HEMTs” *Microelectronics Reliability*, Vol. 127, pp. 114382-1 – 114382-4, 2021.

Doi: <http://doi.org/10.1016/j.microrel.2021.114382>

[117] J. Kuzmík, P. Javorka, A. Alam, M. Marso, M. Heuken, P. Kordoš, “Determination of Channel Temperature in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs Grown on Sapphire and Silicon Substrates Using DC Characterization Method”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 49, n° 8, pp. 496-498, 2002.

Doi: <http://doi.org/10.1109/TED.2002.801430>

[118] R. Simms, J. Pomeroy, M. Uren, T. Martin, M. Kuball, “Channel Temperature Determination in High-Power AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HFETs Using Electrical Methods and Raman Spectroscopy”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 55, n° 2, pp. 478-482, 2008.

Doi: <http://doi.org/10.1109/TED.2007.913005>

[119] B. Paine, T. Rust, E. Moore, “Measurement of Temperature in Ga<sub>N</sub> HEMTs by Gate End-to-End Resistance”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 63, n° 2, pp. 590-597, 2016.

Doi: <http://doi.org/10.1109/TED.2015.2510610>

[120] A. Cutivet, F. Cozette, M. Bouchilaoun, A. Chakroun, O. Arenas, M. Leseq, J.-C. de Jaeger, A. Jaouad, F. Boone, H. Maher, “Characterization of dynamic self-heating in Ga<sub>N</sub> HEMTs using gate resistance measurement”, *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 38, n° 2, pp. 240-243, 2017.

Doi: <https://doi.org/10.1109/LED.2016.2641740>

[121] A. Darwish, A. Bayba, A. Hung, “Utilizing Diode Characteristics for Ga<sub>N</sub> HEMT Channel Temperature Prediction”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 56, n° 12, pp. 3188-3192, 2008.

Doi: <http://doi.org/10.1109/TMTT.2008.2007364>

[122] M. Kuball, J. Pomeroy, R. Simms, G. Riedel, H. Ji, A. Sarua, M. Uren, T. Martin, “Thermal Properties and Reliability of Ga<sub>N</sub> Microelectronics: Sub-Micron Spatial and Nanosecond Time Resolution Thermography”, *IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuits Symposium, Conference proceeding*, 2007.

Doi: <http://doi.org/10.1109/CSICS07.2007.32>

[123] G. Mouginot, “Potentialités des transistors HEMTs AlGa<sub>N</sub>-Ga<sub>N</sub> pour l’amplification large bande de fréquences ; effets limitatifs et modélisation”, thèse de doctorat en électronique des hautes fréquences, supervisée par MM. R. Quéré et R. Sommet, Université de Limoges, France, 2011.

[124] G. Callet, “Caractérisation et Modélisation de Transistors HEMT AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> et InAlN/Ga<sub>N</sub> pour l’Amplification de puissance en Radio-Fréquences” thèse de doctorat en électronique des hautes fréquences, supervisée par MM. R. Quéré et J-P. Teyssier, Université de Limoges, France, 2011.

[125] I. Ahmad, V. Kasisomayajula, D. Y. Song, L. Tian, J. M. Berg, M. Holtz, “Self-heating in a Ga<sub>N</sub> based heterostructure field effect transistor: Ultraviolet and visible Raman

measurements and simulations”, Journal of Applied Physics, Vol. 100, n° 11, pp. 113718-1 – 113718-7, 2006.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.2395681>

[126] F. Berthet, Y. Guhel, H. Gualous, B. Boudart, J. L. Trolet, M. Piccione, C. Gaquière, “Characterization of the self-heating of AlGaIn/GaN HEMTs during an electrical stress by using Raman spectroscopy”, Microelectronics Reliability, Vol. 51, n° 9-11, pp. 1796-1800, 2011.

Doi: <https://doi.org/10.1016/j.microrel.2011.07.022>

[127] S.-H. Chen, P.-C. Chou, S. Cheng, “Evaluation of thermal performance of package GaN HEMT cascade power switch by transient thermal testing”, Applied Thermal Engineering, Vol. 98, pp. 1003-1012, 2016.

Doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2015.12.110>

[128] V. Székely, “A new evaluation method of thermal transient measurement results”, Microelectronics Journal, Vol. 28, n° 3, pp. 277-292, 1997.

Doi: [http://doi.org/10.1016/S0026-2692\(96\)00031-6](http://doi.org/10.1016/S0026-2692(96)00031-6)

[129] M. Bernardoni, N. Delmonte, R. Menozzi, “Empirical and Physical Modeling of Self-Heating in Power AlGaIn/GaN HEMTs”, CS MANTECH Conference, Boston, MA, USA, 23-26 April 2012.

[130] Y. C. Gerstenmaier, W. Kiffe, G. Wachutka, “Combination of Thermal Subsystem Modelled by Rapid Circuit Transformation”, THERMINIC Conference, 17-19 Septembre 2007, Budapest, Hongrie.

[131] C. Teyssandier, “Contribution à la modélisation non-linéaire de transistors de puissance HEMT Pseudomorphiques sur substrat AsGa : Analyse et effets parasites”, thèse de doctorat en Electronique des Hautes Fréquences et Optoélectronique supervisée par MM. R. Quéré et R. Sommet, Université de Limoges, France, 2008.

[132] D. Gryglewski, W. Wojtasiak, E. Kamińska, A. Piotrowska, “Characterization of Self-Heating Process in GaN-Based HEMTs”, Electronics, Vol. 9, n° 8, 1305, 2020.

Doi: <https://doi.org/10.3390/electronics9081305>

[133] R. Menozzi, P. Cova, N. Delmonte, F. Giuliani, G. Sozzi, “Thermal and electro-thermal modeling of components and systems: a review of the research at the University of Parma”, Electronics and Energetics, Vol. 28, n° 3, pp. 325-344, 2015.

[134] V. Nagarajan, K.-M. Chen, B.-Y. Chen, G.-W. Huang, C.-W. Chuang, C.-J. Lin, D. Anandan, C.-H. Wu, P.-C. Han, S. K. Singh, T.-T. Luong, E. Y. Chang, “Study of Charge Trapping Effects on AlGaIn/GaN HEMTs under UV Illumination with Pulsed I-V Measurements”, IEEE Transactions on Device and Materials Reliability, Vol. 20, n° 2, pp. 436-441, 2020.

Doi: <https://doi.org/10.1109/TDMR.2020.2987394>

[135] K. S. Chang, S. C. Yang, J.-Y. Kim, M. H. Kook, S. Y. Ryu, H. Y. Choi, G. H. Kim, “Precise Temperature Mapping of GaN-Based LEDs by Quantitative Infrared Micro-Thermography”, Sensors, Vol. 12, n° 4, pp. 4648-4660, 2012.

Doi: <http://doi.org/10.3390/s120404648>

- [136] D. Pajani, "Thermographie – Principes et mesures", Techniques de l'ingénieur, R2740 V2, base documentaire *Mesures – Analyses | Contrôle non destructif*, 2013.
- [137] M. Kuball, J. M. Pomeroy, "A Review of Raman Thermography For Electronic and Opto-Electronic Device Measurement with Sub-micron Spatial and Nanosecond Temporal Resolution", IEEE Transactions on Devices and Materials Reliability, Vol. 16, n° 4, pp. 667-684, 2016.  
Doi: <http://doi.org/10.1109/TDMR.2016.2617458>
- [138] S. V. Muley, N. M. Ravindra, "Emissivity of Electronic Materials, Coating, and Structures", Journal of The Minerals, Metal & Materials Society, Vol. 66, n° 4, pp. 616-636, 2014.  
Doi: <http://doi.org/10.1007/s11837-014-0940-0>
- [139] Y. Durna, H. Kocer, Y. E. Aras, M. C. Soydan, B. Butun, E. Ozbay, "Correlation-based study of FEA and IR thermography to reveal the 2DEG temperature of a multi-fingered high-power GaN HEMT", Journal of Applied Physics, Vol. 131, n° 8, pp. 085107-1 – 085107-8, 2022.  
Doi: <http://doi.org/10.1063/5.0084511>
- [140] F. Cabanes, "Température de surface : mesure radiative", Techniques de l'ingénieur, R2735 V2, base documentaire *Mesures – Analyse | Mesures physiques*, 1996.
- [141] C. H. Oxley, R. H. Hopper, G. Hill, G. A. Evans, "Improved infrared (IR) microscope measurements and theory for the micro-electronics industry", Solid-State Electronics, Vol. 54, n° 1, pp. 63-66, 2010.  
Doi: <http://doi.org/10.1016/j.sse.2009.09.022>
- [142] M. Zhao, X. Liu, Y. Zheng, M. Peng, S. Ouyang, Y. Li, K. Wei, "Thermal analysis of AlGaN/GaN high-electron-mobility transistors by infrared microscopy", Optics Communications, Vol. 291, pp. 104-109, 2013.  
Doi: <http://doi.org/10.1016/j.optcom.2012.10.077>
- [143] T. Batten, A. Manoi, M. J. Uren, T. Martin, M. Kuball, "Temperature analysis of AlGaN/GaN based devices using photoluminescence spectroscopy: Challenges and comparison to Raman thermography", Journal of Applied Physics, Vol. 107, n° 7, pp. 074502-1 – 074502-5, 2010.  
Doi: <http://doi.org/10.1063/1.3359651>
- [144] N. Shigewaka, K. Onodera, K. Shiojima, "Device Temperature Measurement of Highly Biased AlGaN/GaN High-Electron-Mobility Transistors", Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 42, n° 4B, pp. 2245-2249, 2003.  
Doi: <http://doi.org/10.1143/JJAP.42.2245>
- [145] J. A. Ferrer-Pérez, B. Claflin, D. Jena, M. Sen, R. Vetury, D. Dorsey, "Photoluminescence-Based Electron and Lattice Temperature Measurements in GaN-Based HEMTs", Journal of Electronic Materials, Vol. 43, n° 2, pp. 341-347, 2014.  
Doi: <http://doi.org/10.1007/s11664-013-2841-3>
- [146] B. L. Hancock, M. Nazari, J. Anderson, E. Piner, F. Faili, S. Oh, D. Francis, D. Twitchen, S. Graham, M. W. Holtz, "Ultraviolet and visible micro-Raman and micro-photoluminescence

spectroscopy investigations of stress on a 75-nm GaN-on-diamond wafer”, *Physica Status Solidi C*, Vol. 14, n° 8, pp. 1600247-1 – 1600247-7, 2017.

Doi: <https://doi.org/10.1002/pssc.201600247>

[147] J.-P. Landesman, “Micro-photoluminescence for the visualisation of defects, stress and temperature profiles in high-power III-V’s devices”, *Material Science and Engineering*, Vol. 91-92, pp. 55-61, 2002.

Doi: [https://doi.org/10.1016/S0921-5107\(01\)00969-2](https://doi.org/10.1016/S0921-5107(01)00969-2)

[148] M. S. Minsky, S. B. Fleischer, A. C. Abare, J. E. Bowers, E. L. Hu, S. Keller, S. P. Denbaars, “Characterization of high-quality InGaN/GaN multiquantum wells with time-resolved photoluminescence”, *Applied Physics Letters*, Vol. 72, n° 9, pp. 1066-1068, 1998.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.120966>

[149] B. Chatterjee, D. Ji, A. Agarwal, S. H. Chan, S. Chowdhury, S. Choi, “Electro-Thermal Investigation of GaN Vertical Trench MOSFETs”, *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 42, n° 5, pp. 723-726, 2021.

Doi: <http://doi.org/10.1109/LED.2021.3065362>

[150] G. Pavlidis, D. Kendig, L. Yates, S. Graham, “Improving the Transient Thermal Characterization of GaN HEMTs”, 17th IEEE Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (ITherm), San Diego, USA, 2018.

Doi: <http://doi.org/10.1109/ITHERM.2018.8419649>

[151] T. Favaloro, J.-H. Bahk, A. Shakouri, “Characterization of the temperature dependence of the thermorefectance coefficient for conductive thin films”, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 86, n° 2, pp. 024903-1 – 024903-9, 2015.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.4907354>

[152] S. Grauby, B. C. Forget, “High resolution photothermal imaging of high frequency phenomena using a visible charge coupled device camera associated with a multichannel lock-in scheme”, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 70, n° 9, pp. 3603-3608, 1999.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.1149966>

[153] M. Farzaneh, K. Maize, D. Lüerßen, J. A. Summers, P. M. Mayer, P. E. Raad, K. P. Pipe, A. Shakouri, R. J. Ram, J. A. Hudgings, “CCD-based thermorefectance microscopy: principles and applications”, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 42, n° 14, pp. 143001-1 – 143001-20, 2009.

Doi: <http://doi.org/10.1088/0022-3727/42/14/143001>

[154] G. Pavlidis, D. Kendig, E. R. Heller, S. Graham, “Transient Thermal Characterization of AlGaIn/GaN HEMTs Under Pulsed Biasing”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 65, n° 5, pp. 1753-1758, 2018.

Doi: <http://doi.org/10.1109/TED.2018.2818621>

[155] J.-H. Bahk, A. Shakouri, “Ultra-fast Thermorefectance Imaging for Electronic, Optoelectronic, and Thermal Devices”, *IEEE BiCMOS and Compound semiconductor Integrated Circuits and Technology Symposium (BCICTS)*, Nashville, TN, USA, 2019.

Doi: <http://doi.org/10.1109/BCICTS45179.2019.8972732>

[156] G. Brocero, Y. Guhel, B. Boudart, P. Eudeline, J.-P. Sipma, D. Kendig, A. Shakouri, "Hyperspectral Thermoreflectance Imaging for AlGaIn/GaN Power HEMTs", Compound Semiconductor IC Symposium (CSICS), 2017.

[157] H. Zhang, S.-B. Wen, A. Bhaskar, "Two-wavelength thermoreflectance in steady-state thermal imaging", Applied Physics Letters, Vol. 114, n° 15, pp. 151902-1 – 151902-5, 2019.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.5087011>

[158] G. Tessier, S. Holé, D. Fournier, "Quantitative thermal imaging by synchronous thermoreflectance with optimized illumination wavelengths", Applied Physics Letters, Vol. 78, n° 16, pp. 2267-2269, 2001.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.1363696>

[159] G. Tessier, G. Jerosolimski, S. Holé, D. Fournier, C. Filloy, "Measuring and predicting the thermoreflectance sensitivity as a function of wavelength on encapsulated materials", Review of Scientific Instruments, Vol. 74, n° 1, pp. 495-499, 2003.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.1517153>

[160] G. Tessier, "Imagerie thermique de composants actifs : Plus de détails sur la thermoréfectance",

[https://www.institut-langevin.espci.fr/IMG/pdf/imagerie\\_thermique.pdf](https://www.institut-langevin.espci.fr/IMG/pdf/imagerie_thermique.pdf)

[161] J. Christofferson, A. Shakouri, "Through the substrate, backside thermal measurements on active semiconductor devices using near IR thermoreflectance", Nineteenth Annual IEEE Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium, San Jose, CA, USA, 2003.

Doi: <http://doi.org/10.1109/STHERM.2003.1194373>

[162] C. Yuan, J. W. Pomeroy, M. Kuball, "Above bandgap thermoreflectance for non-invasive thermal characterization of the GaN-based wafers", Applied Physics Letters, Vol. 113, n° 10, pp. 102101-1 – 102101-5, 2018.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.5040100>

[163] M. J. Tadjer, T. J. Anderson, M. G. Ancona, P. E. Raad, P. Komarov, T. Bai, J. C. Gallagher, A. D. Koehler, M. S. Goorsky, D. A. Francis, K. D. Hobart, F. J. Kub, "GaN-On-Diamond HEMT Technology With  $T_{AVG} = 176$  °C at  $P_{DC,max} = 56$  W/mm Measured by Transient Thermoreflectance Imaging", IEEE Electron Device Letters, Vol. 40, n° 6, pp. 881-884, 2019.

Doi: <http://doi.org/10.1109/LED.2019.2909289>

[164] D. Kendig, G. Hohensee, E. Pek, W. Kuang, K. Yazawa, A. Shakouri, "Accurate thermoreflectance imaging of nano-features using thermal decay", 16<sup>th</sup> IEEE Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (ITherm), Orlando, FL, USA, 2017.

Doi: <http://doi.org/10.1109/ITHERM.2017.7991852>

[165] C. V. Raman, K. S. Krishnan, "A New Type of Secondary Radiation", Nature, Vol. 121, pp. 501-502, 1928.

Doi: <https://doi.org/10.1038/121501c0>

[166] J. Barbillat, D. Bougeard, G. Buntinx, M. Delhay, P. Dhamelincourt, F. Fillaux, "Spectrométrie Raman", Techniques de l'ingénieur, P2865 V2, 1999.

[167] J. Judek, A. P. Gertych, M. Świniarski, A. Łapińska, A. Dużyńska, M. Zdrojek, "High accuracy determination of the thermal properties of supported 2D materials", Scientific Reports, Vol. 5, 12422, 2015.

Doi: <https://doi.org/10.1038/srep12422>

[168] E. Lancelot, J.-P. Yim, "Analyse non destructive de stupéfiants par spectroscopie Raman", Techniques de l'ingénieur, P148 V1, 2012.

[169] K. R. Bagnall, E. A. Moore, S. C. Badescu, L. Zhang, E. N. Wang, "Simultaneous measurement of temperature, stress, and electric field in GaN HEMTs with micro-Raman spectroscopy", Review of Scientific Instruments, Vol. 88, n° 11, pp. 113111-1 – 113111-16, 2017.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.5010225>

[170] T. Beechem, A. Christensen, S. Graham, D. Green, "Micro-Raman thermometry in the presence of complex stresses in GaN devices", Journal of Applied Physics, Vol. 103, n°12, pp. 124501-1 – 124501-8, 2008.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.2940131>

[171] H. Harima, "Properties of GaN and related compounds studied by means of Raman scattering", Journal of Physics: Condensed Matter, Vol. 14, n° 38, pp. R967-R993, 2002.

Doi: <https://doi.org/10.1088/0953-8984/14/38/201>

[172] A. J. E. N'Dohi, C. Sonnevile, L. V. Phung, T. Huong Ngo, P. de Mierry, E. Frayssinet, H. Maher, J. Tasselli, K. Isoird, F. Morancho, Y. Cordier, D. Planson, "Micro-Raman characterization of homo-epitaxial n doped GaN layers for vertical device applications", AIP Advances, Vol. 12, n° 2, pp. 025126-1 – 025126-5, 2022.

Doi: <https://doi.org/10.1063/5.0082860>

[173] M. Fontana, D. Chapron, T. Kauffmann, P. Bourson, « Spectroscopie Raman des défauts dans les matériaux », Techniques de l'ingénieur, E6322 V1, 2017.

[174] D. Tuschel, "Raman Spectroscopy and Polymorphism", Spectroscopy, Vol. 34, n° 3, pp. 10-21, 2019.

[175] J. B. Cui, K. Amtmann, J. Ristein, L. Ley, "Noncontact temperature measurements of diamond by Raman scattering spectroscopy", Journal Applied Physics, Vol. 83, n° 12, pp. 7929-7933, 1998.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.367972>

[176] G. Brocero, Y. Guhel, P. Eudeline, J. P. Sipma, C. Gaquière, B. Boudart, "Measurement of Self-Heating Temperature in AlGaIn/GaN HEMTs by Using Cerium Oxide Micro-Raman Thermometers", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 66, n° 10, pp. 4156-4163, 2019.

Doi: <http://doi.org/10.1109/TED.2019.2935335>

- [177] J. Kim, J. A. Freitas Jr., J. Mittereder, R. Fitch, B. S. Kang, S. J. Pearton, F. Ren, “Effective temperature measurements of AlGaIn/GaN-based HEMT under various load lines using micro-Raman technique”, *Solid-State Electronics*, Vol. 50, n° 3, pp. 408-411, 2006.  
Doi: <https://doi.org/10.1016/j.sse.2005.11.009>
- [178] O. Lancry, E. Pichonat, J. Réhault, M. Moreau, R. Aubry, C. Gaquière, “Development of Time-resolved UV Micro-Raman Spectroscopy to measure temperature in AlGaIn/GaN HEMTs”, *Solid-State Electronics*, Vol. 54, n° 11, pp. 1434-1437, 2010.  
Doi: <https://doi.org/10.1016/j.sse.2010.05.029>
- [179] M. S. Liu, L. A. Bursill, S. Praver, K. W. Nugent, “Temperature dependence of Raman scattering in single crystal GaN films”, *Applied Physics Letters*, Vol. 74, n° 21, pp. 3125-3127, 1999.  
Doi: <https://doi.org/10.1063/1.124083>
- [180] K. R. Bagnall, O. I. Saadat, S. Joglekar, T. Palacios, E. N. Wang, “Experimental Characterization of the Thermal Time Constants of GaN HEMTs Via Micro-Raman Thermometry”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 64, n° 5, pp. 2121-2128, 2017.  
Doi: <https://doi.org/10.1109/TED.2017.2679978>
- [181] M. Kuball, “Raman spectroscopy of GaN, AlGaIn and AlN for process and growth monitoring/control”, *Surface and Interface Analysis*, Vol. 31, n° 10, pp. 987-999, 2001.  
Doi: <https://doi.org/10.1002/sia.1134>
- [182] S. R. Turner, “L’étude des temps de vie des phonons et des mécanismes de transport thermique dans les systèmes cristallins complexes et désordonnés par spectroscopie inélastique des neutrons et des rayons X”, thèse de doctorat en Matériaux, Mécanique, Génie civil, Electrochimie réalisée sous la supervision de M. de Boissieu, Université de Grenoble Alpes, 2016.
- [183] 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, M. K. Gilles, “High spatial resolution Raman thermometry analysis of TiO<sub>2</sub> microparticles”, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 84, n° 10, pp. 104906-1 – 104906-7, 2013.  
Doi: <https://doi.org/10.1063/1.4824355>
- [184] V. Zani, D. Pedron, R. Pilot, R. Signorini, “Contactless Temperature Sensing at the Microscale Based on Titanium Dioxide Raman Thermometry”, *Biosensors*, Vol. 11, n° 4, 102, 2021.  
Doi: <https://doi.org/10.3390/bios11040102>
- [185] R. B. Simon, J. W. Pomeroy, M. Kuball, “Diamond micro-Raman thermometers for accurate gate temperature measurements”, *Applied Physics Letters*, Vol. 104, n°21, pp. 213503-1 – 213503-4, 2014.  
Doi: <https://doi.org/10.1063/1.4879849>
- [186] H. Kim, J. Lee, W. Lu, “Trap behavior in AlGaIn/GaN HEMTs by post-gate-annealing”, *International Journal of High Speed Electronics and Systems*, Vol. 14, n° 3, pp. 769-774, 2004.

Doi: <https://doi.org/10.1109/LECHPD.2004.1549686>

[187] D. de Santis, M. Meneghini, G. Meneghesso, E. Zanoni, "Review of dynamic effects and reliability of depletion and enhancement GaN HEMTs for power switching applications", IET Power Electronics, Vol. 11, n° 4, pp. 668-674, 2017.

Doi: <https://doi.org/10.1049/iet-pel.2017.0403>

[188] G. Meneghesso, G. Verzellesi, R. Pierobon, F. Rampazzo, A. Chini, U. K. Mishra, C. Canali, E. Zanoni, "Surface-Related Drain Current Dispersion Effects in AlGaIn/GaN HEMTs", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 51, n° 10, pp.1554-1560, 2004.

Doi: <https://doi.org/10.1109/TED.2004.835025>

[189] D. Godfrey, D. Nirmal, L. Arivazhagan, D. Godwinraj, N. Mohan Kumar, Y. Chen, W. Yeh, "Current collapse degradation in GaN High Electron Mobility Transistor by virtual gate", Microelectronics Journal, Vol. 118, n° 12, pp. 105293-1 – 105293-8, 2021.

Doi: <https://doi.org/10.1016/j.mejo.2021.105293>

[190] M. Gassoumi, B. Grimbert, C. Gaquière, H. Maaref, "Evidence of surface states for AlGaIn/GaN/SiC HEMTs passivated Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> by CLDTS", Semiconductors, Vol. 46, n° 3, pp. 382-385, 2012.

Doi: <https://doi.org/10.1134/S1063782612030104>

[191] W. Chikhaoui, J.-M. Bluet, M.-A. Poisson, N. Sarazin, C. Dua, 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, n° 7, pp. 072107-1 – 072107-3, 2010.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.3326079>

[192] W. D. Hu, X. S. Chen, F. Yin, J. B. Zhang, W. Lu, "Two-dimensional transient simulations of drain lag and current collapse in GaN-based high-electron-mobility transistors", Journal of Applied Physics, Vol. 105, n° 8, pp. 084502-1 – 084502-7, 2009.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.3106603>

[193] P. Nakkala, A. Martin, M. Campovecchio, S. Laurent, P. Bouysse, E. Bergeault, R. Quéré, O. Jardel, S. Piotrowicz, "Pulsed characterization of trapping dynamics in AlGaIn/GaN HEMTs", Electronics Letters, Vol. 49, n° 22, pp. 1406-1407, 2013.

Doi: <https://doi.org/10.1049/el.2013.2304>

[194] P. B. Klein, S. C. Binari, J. A. Freitas, Jr, A. E. Wickenden, "Photoionization spectroscopy of traps in GaN metal-semiconductor field-effect transistors", Journal of Applied Physics, Vol. 88, n° 5, pp. 2843-2852, 2000.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.1287127>

[195] F. Berthet, S. Petitdidier, Y. Guhel, J. L. Trolet, P. Mary, A. Vivier, C. Gaquière, B. Boudart, "Analysis of degradation mechanisms in AlInN/GaN HEMTs by electroluminescence technique", Solid-State Electronics, Vol. 127, n° 10, pp. 13-19, 2017.

Doi: <https://doi.org/10.1016/j.sse.2016.10.039>

[196] Y. Nakano, Y. Irokawa, M. Takeguchi, "Deep-Level Optical Spectroscopy Investigation of Band Gap States in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> Hetero-Interfaces", Applied Physics Express, Vol. 1, n° 9, pp. 091101-1 – 091101-3, 2008.

Doi: <https://doi.org/10.1143/APEX.1.091101>

[197] S. Karboyan, J. G. Tartarin, M. Rzin, L. Brunel, A. Curutchet, N. Malbert, N. Labat, D. Carisetti, B. Lambert, M. Mermoux, E. Romain-Latu, F. Thomas, C. Bouexière, C. Moreau, "Influence of gate leakage current on AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs evidenced by low frequency noise and pulsed electrical measurements", Microelectronics Reliability, Vol. 53, n° 9-11, pp. 1491-1495, 2013.

Doi: <https://dx.doi.org/10.1016/j.microrel.2013.07.020>

[198] A. M. Angelotti, G. P. Gibiino, C. Florian, A. Santarelli, "Trapping Dynamics in Ga<sub>N</sub> HEMTs for Millimeter-Wave Applications: Measurement-Based Characterization and Technology Comparison", Electronics, Vol. 10, n° 2, pp. 137-1 – 137-16, 2021.

Doi: <https://doi.org/10.3390/electronics10020137>

[199] J. Bartholomeus, "Fiabilité de transistors industriels HEMTs de puissance basés sur la technologie AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>", Revue Scientifique des Ingénieurs Industriels, n° 31, pp. 189-202, 2017.

<https://www.isilf.be/wp-content/uploads/revues-articles/Revue/Revue%2031%20-%202017.pdf>

[200] N. Kumar Subramani, J. Couvidat, A. Al Hajjar, J.-C. Nallatamby, R. Quéré, "Low-Frequency Drain Noise Characterization and TCAD Physical Simulations of Ga<sub>N</sub> HEMTs: Identification and Analysis of Physical Location of Traps", IEEE Electron Device Letters, Vol. 39, n° 1, pp. 107-110, 2017.

Doi: <https://doi.org/10.1109/LED.2017.2771407>

[201] M. Bouya, N. Malbert, N. Labat, D. Carisetti, P. Perdu, J. C. Clément, B. Lambert, M. Bonnet, "Analysis of traps effect on AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMT by luminescence techniques", Microelectronics Reliability, Vol. 48, n° 8-9, pp. 1366-1369, 2008.

Doi: <https://doi.org/10.1016/j.microrel.2008.07.052>

[202] P. B. Klein, S. C. Binari, K. Ikossi, A. E. Wickenden, D. D. Koleske, R. L. Henry, "Current collapse and the role of carbon in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> high electron mobility transistors grown by metalorganic vapour-phase epitaxy", Applied Physics Letters, Vol. 79, n° 21, pp. 3527-3529, 2001.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.1418452>

[203] R. Butté, J.-F. Carlin, E. Feltin, S. Nicolay, G. Christmann, D. Someonov, A. Castiglia, J. Dorsaz, H. J. Buehlmann, S. Christopoulos, G. Baldassarri Höger von Högersthal, A. J. D. Grundy, M. Mosca, C. Pinquier, M. A. Py, F. Demangeot, J. Frandon, P. G. Lagoudakis, J. J. Baumberg, N. Grandjean, "Current status of AlIn<sub>N</sub> layers lattice-matched to Ga<sub>N</sub> for photonics and electronics", Journal of Physics D: Applied Physics, Vol. 40, n° 20, pp. 6328-6344, 2007.

Doi: <http://doi.org/10.1088/0022-3727/40/20/S16>

- [204] J.-F. Carlin, M. Illegems, "High-quality AlInN for high index contrast Bragg mirrors lattice matched to GaN", *Applied Physics Letters*, Vol. 83, n° 4, pp. 668-670, 2003.  
Doi: <https://doi.org/10.1063/1.1596733>
- [205] R. Vetry, N. Q. Zhang, S. Keller, U. K. Mishra, "The impact of surface states on the DC and RF characteristics of AlGaIn/GaN HFETs", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 48, n° 3, pp. 560-566, 2001.  
Doi: <https://doi.org/10.1109/16.906451>
- [206] A. Hierro, D. Kwon, S. A. Ringel, M. Hansen, J. S. Speck, U. K. Mishra, S. P. DenBaars, "Optically and thermally detected deep levels in n-type Schottky and p<sup>+</sup>-n GaN diodes", *Applied Physics Letters*, Vol. 76, n° 21, pp. 3064-3066, 2000.  
Doi: <https://doi.org/10.1063/1.126580>
- [207] A. Hierro, A. R. Arehart, B. Heying, M. Hansen, U. K. Mishra, S. P. DenBaars, J. S. Speck, S. A. Ringel, "Impact of Ga/N flux ratio on trap states in n-GaN grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy", *Applied Physics Letters*, Vol. 80, n° 5, pp. 805-807, 2002.  
Doi: <https://doi.org/10.1063/1.1445274>
- [208] A. Armstrong, A. R. Arehart, B. Moran, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, J. S. Speck, S. A. Ringel, "Impact of carbon on trap states in n-type GaN grown by metalorganic chemical vapor deposition", *Applied Physics Letters*, Vol. 84, n° 3, pp. 374-376, 2004.  
Doi: <https://doi.org/10.1063/1.1643540>
- [209] J. M. Tirado, J. L. Sanchez-Rojas, J. I. Izpura, "Simulation of surface state effects in the transient response of AlGaIn/GaN HEMT and GaN MESFET devices", *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 21, n° 8, pp. 1150-1159, 2006.  
Doi: <https://doi.org/10.1088/0268-1242/21/8/029>
- [210] S. H. Kim, D. Shoemaker, B. Chatterjee, A. J. Green, K. D. Chabak, E. R. Heller, K. J. Liddy, G. H. Jessen, S. Graham, S. Choi, "Thermally-Aware Layout Design of  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Lateral MOSFETs", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 69, n° 3, pp. 1251-1257, 2022.  
Doi: <https://doi.org/10.1109/TED.2022.3143779>
- [211] C. Hodges, J. Pomeroy, M. Kuball, "Probing temperature gradients within the GaN buffer layer of AlGaIn/GaN high electron mobility transistors with Raman thermography", *Journal of Applied Physics*, Vol. 115, n° 6, pp. 064504-1 – 064504-5, 2014.  
Doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4865296>
- [212] H. Ji, M. Kuball, A. Sarua, J. Das, W. Ruythooren, M. Germain, G. Borghs, "Three-Dimensional Thermal Analysis of A Flip-Chip Mounted AlGaIn/GaN HFET Using Confocal Micro-Raman Spectroscopy", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 53, n° 10, pp. 2658-2661, 2006.  
Doi: <https://doi.org/10.1109/TED.2006.882399>
- [213] F. Medjdoub, D. Ducatteau, C. Gaquière, J.-F. Carlin, M. Gonschorek, E. Feltin, M. A. Py, N. Grandjean, E. Kohn, "Evaluation of AlInN/GaN HEMTs on sapphire substrate in microwave, time and temperature domains", *Electronics Letters*, Vol. 43, n° 5, pp. 309-311, 2007.

Doi: <https://doi.org/10.1049/el:20073170>

[214] M. Kuball, G. J. Riedel, J.M. Pomeroy, A. Sarua, M. J. Uren, T. Martin, K. P. Hilton, J. O. Maclean, D. J. Wallis, "Time-Resolved Temperature Measurement of AlGaN/GaN Electronic Devices Using Micro-Raman Spectroscopy", IEEE Electron Device Letters, Vol. 28, n° 2, pp. 86-89, 2007.

Doi: <https://doi.org/10.1109/LED.2006.889215>

[215] J. W. Pomeroy, F. Guemann, J. Walker, J. Custer, G. Formicone, M. Kuball, "Time resolved Raman thermography analysis of transient heating in a pulsed GaN HEMT RF high power transistor", ARMMS (2019).

[216] V. P. Kladko, A. F. Kolomys, M. V. Slobodian, V. V. Strelchuk, V. G. Raycheva, A. E. Belyaev, S. S. Bukalov, H. Hardtdegen, V. A. Sydoruk, N. Klein, S. A. Vitusevich, "Internal strains and crystal structure of the layers in AlGaN/GaN heterostructures grown on a sapphire substrate", Journal of Applied Physics, Vol. 105, n° 6, pp. 063515-1 – 063515-9, 2009.

Doi: <http://doi.org/10.1063/1.3094022>

[217] G. H. Watson Jr., W. B. Daniels, C. S. Wang, "Measurement of Raman intensities and pressure dependence of phonon frequencies in sapphire", Journal of Applied Physics, Vol. 52, n° 2, pp. 956-958, 1981.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.328785>

[218] S. Saitzek, J.-F. Blach, S. Villain, 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, n° 7, pp. 1534-1539, 2008.

Doi: <https://doi.org/10.1002/pssa.200723419>

[219] I. Kosacki, T. Suzuki, H. U. Anderson, P. Colomban, "Raman scattering and lattice defects in nanocrystalline CeO<sub>2</sub> thin films", Solid State Ionics, Vol. 149, n° 1-2, pp. 99-105, 2022.

Doi: [https://doi.org/10.1016/S0167-2738\(02\)00104-2](https://doi.org/10.1016/S0167-2738(02)00104-2)

[220] W. H. Weber, K. C. Hass, J. R. McBride, "Raman study of CeO<sub>2</sub>: Second-order scattering, lattice dynamics, and particle-size effects", Physical Review B, Vol. 48, n° 1, pp. 178-185, 1993.

Doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.48.178>

[221] G. W. Graham, W. H. Weber, C. R. Peters, R. Usmen, "Empirical method for determining CeO<sub>2</sub>-particle size in catalysts by Raman spectroscopy", Journal of Catalysis, Vol. 130, n° 1, pp. 310-313, 1991.

Doi: [https://doi.org/10.1016/0021-9517\(91\)90113-1](https://doi.org/10.1016/0021-9517(91)90113-1)

[222] M. J. Šćepanović, M. Grujić-Brojčin, Z. D. Dohčević-Mitrović, Z. V. Popović, "Temperature dependence of the lowest frequency E<sub>g</sub> Raman mode in laser-synthesized anatase TiO<sub>2</sub> nanopowder", Applied Physics A, Vol. 86, pp. 365-371, 2007.

Doi: <http://doi.org/10.1007/s00339-006-3775-x>

[223] M. J. Šćepanović, M. Grujić-Brojčin, Z. D. Dohčević-Mitrović, Z. V. Popović, "Characterization of Anatase TiO<sub>2</sub> Nanopowder by Variable-Temperature Raman spectroscopy", Science of Sintering, Vol. 41, n° 1, pp. 67-73, 2009.

Doi: <http://doi.org/10.2298/SOS0901067S>

[224] Y. L. Du, Y. Deng, M. S. Zhang, "Variable-temperature Raman scattering study on anatase titanium dioxide nanocrystals", *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, Vol. 67, n° 11, pp. 2405-2408, 2006.

Doi: <https://doi.org/10.1016/j.jpics.2006.06.020>

[225] H. C. Choi, Y. M. Jung, S. B. Kim, "Size effects in the Raman spectra of TiO<sub>2</sub> nanoparticles", *Vibrational Spectroscopy*, Vol. 37, n° 1, pp. 33-38, 2005.

Doi: <https://doi.org/10.1016/j.vibspec.2004.05.006>

[226] S. Choi, E. R. Heller, D. Dorsey, R. Vetry, S. Graham, "Thermometry of AlGaIn/GaN HEMTs using Multispectral Raman Features", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 60, n° 6, pp. 1898-1904, 2013.

Doi: <https://doi.org/10.1109/TED.2013.2255102>

[227] A. Sarua, H. Ji, M. Kuball, M. J. Uren, T. Martin, K. J. Nash, K. P. Hilton, R. S. Balmer, "Piezoelectric strain in AlGaIn/GaN heterostructure field-effect transistors under bias", *Applied Physics Letters*, Vol. 88, n° 10, pp. 103502-1 – 103502-3, 2006.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.2182011>

[228] G. J. Riedel, J. W. Pomeroy, K. P. Hilton, J. O. Maclean, D. J. Wallis, M. J. Uren, T. Martin, U. Forsberg, A. Lundskog, A. Kakanakova-Georgieva, G. Pozina, E. Janzén, R. Lossy, R. Pazirandeh, F. Brunner, J. Würfl, M. Kuball, "Reducing Thermal Resistance of AlGaIn/GaN Electronic Devices Using Novel Nucleation Layers", *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 30, n° 2, pp. 103-106, 2009.

Doi: <https://doi.org/10.1109/LED.2008.2010340>

[229] S. Deshpande, S. Patil, S. Kuchibhatla, S. Seal, "Size dependency variation in lattice parameter and valency states in nanocrystalline cerium oxide", *Applied Physics Letters*, Vol. 87, n° 13, pp. 133113-1 – 133113-3, 2005.

Doi: <https://doi.org/10.1063/1.2061873>

[230] V. Smirnov, V. Sergeev, A. Gavrikov, A. Kulikov, "Measuring Thermal Resistance of GaN HEMTs Using Modulation Method", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 67, n° 10, pp. 4112-4117, 2020.

Doi: <https://doi.org/10.1109/TED.2020.3013509>

[231] S. Chakraborty, W. Amir, J.-W. Shin, K.-Y. Shin, C.-Y. Cho, J.-M. Kim, T. Hoshi, T. Tsutsumi, H. Sugiyama, H. Matsuzaki, H.-M. Kwon, D.-H. Kim, T.-W. Kim, "Explicit Thermal Resistance Model of Self-Heating Effects of AlGaIn/GaN HEMTs with Linear and Non-Linear Thermal Conductivity", *Material*, Vol. 15, 8415, 2022.

Doi: <https://doi.org/10.3390/ma15238415>

[232] A. Darwish, A. J. Bayba, H. A. Hung, "Channel Temperature Analysis of GaN HEMTs With Nonlinear Thermal Conductivity", *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 62, n° 3, pp. 840-846, 2015.

Doi: <https://doi.org/10.1109/TED.2015.2396035>

- [233] N. J. Everall, "Confocal Raman Microscopy: Performance, Pitfalls, and Best Practice", *Applied Spectroscopy*, Vol. 63, n° 9, pp. 245A-262A, 2009.
- [234] L. Yates, T. L. Bougher, T. Beechem, B. A. Cola, S. Graham, "The impact of interfacial layers on the thermal boundary resistance and residual stress in GaN on Si epitaxial layers", *International Technical Conference and Exhibition on Packaging and Integration of Electronic and Photonic Microsystems*, 6-9 Juillet 2015, San Francisco, CA, USA.  
Doi: <https://doi.org/10.1115/IPACK2015-48259>
- [235] K. Park, C. Bayram, "Thermal resistance optimization of GaN/substrate stacks considering thermal boundary resistance and temperature-dependent thermal conductivity", *Applied Physics Letters*, Vol. 109, n° 15, pp. 151904-1 – 151904-4, 2016.  
Doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4964711>
- [236] J. W. Pomeroy, R. B. Simon, H. Sun, D. Francis, F. Faili, J. Twitchen, M. Kuball, "Contactless Thermal Boundary Resistance Measurement of GaN-on-Diamond Wafers", *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 35, n° 10, pp. 1007-1009, 2014.  
Doi: <https://doi.org/10.1109/LED.2014.2350075>
- [237] D. C. Dumka, T. M. Chou, J. L. Jimenez, D. M. Fanning, D. Francis, F. Faili, F. Ejeckam, M. Bernardoni, J. W. Pomeroy, M. Kuball, "Electrical and Thermal Performance of AlGaIn/GaN HEMTs on Diamond Substrate for RF Applications", *IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium (CSICS)*, Monterey, CA, USA, 13-16 October 2013.  
Doi: <https://doi.org/10.1109/CSICS.2013.6659225>
- [238] J. Kuzmík, S. Bychikhin, D. Pogany, C. Gaquière, E. Pichonat, E. Morvan, "Investigation of the thermal boundary resistance at the III-Nitride/substrate interface using optical methods", *Journal of Applied Physics*, Vol. 101, n° 5, pp. 054508-1 – 054508-6, 2007.  
Doi: <https://doi.org/10.1063/1.2435799>
- [239] Jr-T. Chen, J. W. Pomeroy, N. Rorsman, C. Xia, C. Virojanadara, U. Forsberg, M. Kuball, E. Janzén, "Low thermal resistance of a GaN-on-SiC transistor structure with improved structural properties at the interface", *Journal of Crystal Growth*, Vol. 428, pp. 54-58, 2015.  
Doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2015.07.021>
- [240] A. Manoj, J. W. Pomeroy, N. Killat, M. Kuball, "Benchmarking of Thermal Boundary Resistance in AlGaIn/GaN HEMTs on SiC Substrates: Implications of the Nucleation Layer Microstructure", *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 31, n° 12, pp. 1395-1397, 2010.  
Doi: <https://doi.org/10.1109/LED.2010.2077730>
- [241] K. R. Bagnall, E. N. Wang, "Theory of Thermal Time Constants in GaN High Electron Mobility Transistors", *IEEE Transactions on Component, Packaging and Manufacturing Technology*, Vol. 8, n° 4, pp. 606-620, 2017.  
Doi: <https://doi.org/10.1109/TCPMT.2017.2773065>
- [242] R. Strenaer, Y. Guhel, G. Brocero, C. Gaquière, B. Boudart, "Self-heating temperature measurement in AlInN/GaN HEMTs by using CeO<sub>2</sub> and TiO<sub>2</sub> micro-Raman thermometers", *Microelectronics Reliability*, Vol. 138, pp. 114693-1 – 114693-5, 2022.

Doi: <https://doi.org/10.1016/j.microrel.2022.114693>

[243] M. Kuball, J. M. Hayes, M. J. Uren, I. Martin, J. C. H. Birbeck, R. S. Balmer, B. T. Hughes, "Measurement of temperature in active high-power AlGaIn/GaN HFETs using Raman spectroscopy", IEEE Electron Device Letters, Vol. 23, n° 1, pp. 7-9, 2002,

Doi: <https://doi.org/10.1109/55.974795>