



Développement d'un banc de mesure par thermoreflectance pour les composants de puissance

Anass Jakani

► To cite this version:

Anass Jakani. Développement d'un banc de mesure par thermoreflectance pour les composants de puissance. Electronique. Université de Limoges, 2022. Français. NNT : 2022LIMO0125 . tel-03951854

HAL Id: tel-03951854

<https://theses.hal.science/tel-03951854v1>

Submitted on 23 Jan 2023

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.



Université de Limoges

**ED 610 - Sciences et Ingénierie des Systèmes, Mathématiques,
Informatique (SISMI)
XLIM UMR CNRS 7252**

Thèse pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université de Limoges

Sciences et ingénierie pour information – Electronique des Hautes Fréquences,
Photonique et systèmes

Présentée et soutenue par
Anass Jakani

Le 29 novembre 2022

**Développement d'un banc de mesure par thermoreflectance pour
les composants de puissance**

Thèse dirigée par M. Jean-Christophe Nallatamby et M. Raphaël Sommet

JURY :

Rapporteurs

M. Jean-Claude De Jaeger, Professeur Emérite, IEMN, Université de Lille
M. Stephane Grauby, Professeur, LOMA, Université de Bordeaux

Examineurs

Mme. Audrey Martin, Maître de conférences, XLIM, Université de Limoges
M. Denis Barataud, Professeur, XLIM, Université de Limoges
M. Jean-Christophe Nallatamby, Professeur, XLIM, Université de Limoges
M. Raphael Sommet, Chargé de recherche CNRS, XLIM, Université de Limoges
M. Mohamed Bouslama, Ingénieur-Docteur, Thales TRT GIE III-V LAB
M. Christophe Chang, Ingénieur-Docteur, UMS

Invités

M. Nicolas Labrousse, Ingénieur-Docteur, AMCAD Engineering



A ma mère et mon père
A ma sœur et frères
A toi amour
A toi ma grand-mère (paix à ton âme)

Au-dessus de tout homme détenant la science il y a un savant [plus docte que lui]
Saint Coran

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au sein de l'institut de Recherche XLIM de l'Université de Limoges, axe « Système RF ».

Toute ma reconnaissance et mon admiration vont à Monsieur Jean-Christophe Nallatamby, Directeur de thèse et Professeur à l'Université de Limoges avec qui j'ai pu réaliser ces travaux de thèse. Nos discussions hors cadre scientifique, sont pour moi des souvenirs mémorables qui resteront gravés.

Ma gratitude et mon admiration vont également à Monsieur Raphael Sommet, co-Directeur de thèse et chargé de recherche au CNRS, pour sa disponibilité, ses compétences et son expérience ainsi que son soutien dans les moments difficiles qui m'ont permis de mener à bien ces travaux de recherche. Un grand merci d'avoir eu une confiance inébranlable en mes capacités, de m'avoir transmis votre savoir ainsi que votre rigueur scientifique.

Je souhaite remercier Monsieur Jean-Claude de Jaeger, Professeur Emérite à l'université de Lille ainsi que Monsieur Stephane Grauby, Professeur à l'Université de Bordeaux, pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail, ainsi que pour le temps consacré à la lecture de ce manuscrit.

Ma reconnaissance va également à Mme. Audrey Martin, Maître de conférences à l'université de Limoges, M. Christophe Chang, Ingénieur chez UMS et M. Mohamed Bouslama, Ingénieur chez Thales TRT, M. Nicolas Labrousse, Ingénieur Chez AMCAD, pour avoir bien voulu prendre part à ce jury de thèse en qualité d'examineurs.

Je tiens à remercier aussi Monsieur Denis Barataud professeur à l'Université de Limoges, pour avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Je souhaite également remercier le nombreux personnel de l'IUT GEII de Brive la Gaillarde, avec qui j'ai eu plaisir à travailler : M. Michel Prigent, M. Carlos Valente et M. Didier Roques.

Un grand merci aux thésards et ancien stagiaire de Brive : Khalil Karrame, Souhail El Maqri, N'Doua Luc Arnaud kakou, Jose Anderson Da Silva Dos Santos, Sebastien Rousseau, Alexandre Santos, Julien Alleman, Yohann Cornillère et Julien Frederic. Sans oublier les docteurs Vincent Gillet, Abdel, Frédérique, Franck, Jeremy et Gwenaël avec qui j'ai pris plaisir à travailler et à échanger.

J'aimerais également exprimer ma gratitude envers certaines personnes qui sont devenues plus que des collègues, Mohamed Bouslama et Khalil Karrame, je vous remercie du fond du cœur.

Un grand Merci à Marie Celerier pour son amabilité, son inégalable patience, son aide et son soutien.

Je tiens aussi à remercier mes amis de l'université de Limoges, Mouad Amezzane, Souhail El Mansouri, Ouassim Rachidi, Soufiane El Assam et Oumaima El Rhaliby. Ainsi que mes amis de Brive, Assia Hassou, Cyril François-Marie, Amir Atouani, Amélie Lascaud, Marie Bellanger, Jessica Faure, Mariette Laumond et Pierre Narcisse.

Je remercie ma deuxième famille qui m'a soutenu tout le long de ma thèse, Marie-Thérèse Arnaud, Serge Arnaud, Florent Arnaud et toi Margot Arnaud. La phase suivante consiste à me faire sortir du sable la prochaine fois.

Une pensée à ma **grande famille** maternelle et paternelle la réception de vos appels le jour de ma soutenance a été un grand bonheur. Merci aussi aux personnes qui m'ont aidé une fois arriver en France, Khalti Aicha, Lhaj, Soufiane, Roukaya, Nora, Mous.

Je ne peux que remercier mes parents **Fatiha Ichida** et **Abdeltif Jakani**, ma sœur Hiba et mes deux frères **Ilyass Jakani** et **Reda Jakani**. Tous les mots ne suffisent pas à décrire mes sentiments envers vous, vous êtes ma famille et mes amis. Je vous aime du plus profond de mon cœur. Grâce à vous, je suis devenu ce que je suis maintenant. Je vous dédie ce manuscrit.

Un dernier mot pour ma **grand-mère**, je pense à toi constamment, repose en paix.

Droits d'auteurs

Cette création est mise à disposition selon le Contrat :

« **Attribution-Pas d'Utilisation Commerciale-Pas de modification 3.0 France** »

disponible en ligne : <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/fr/>



Table des matières

Introduction générale.....	17
Chapitre I. Techniques de caractérisation de la température pour des transistors HEMTs GaN.....	19
I.1. Introduction.....	19
I.2. Principes fondamentaux des HEMT GaN.....	19
I.2.1. Nitrure de gallium : propriétés et paramètres physiques.....	19
I.2.2. Polarisation dans le GaN.....	21
I.2.3. Diagrammes de bande et densité de charge dans l'hétérostructure AlGaIn/GaN.....	23
I.2.4. Influence de la température sur les propriétés physiques des matériaux.....	25
I.2.5. Topologie d'un transistor HEMT GaN.....	29
I.2.6. Impact de la température sur le transistor HEMT GaN.....	30
I.2.7. Impact de la température sur le fonctionnement du transistor.....	32
I.2.8. Théorie fondamentale sur le transfert de chaleur.....	33
I.2.9. Les paramètres thermiques à caractériser.....	34
I.3. Les solutions pour la détermination (d'extraction) de la température pour les composants de puissance.....	36
I.3.1. Méthodes analytiques.....	37
I.3.2. Simulation numérique.....	38
I.3.3. Méthodes expérimentales.....	39
I.3.3.1. Microscopie thermique à balayage (SThM).....	39
I.3.3.2. Méthode électrique 3ω	44
I.3.3.3. Couplage des méthodes SThM et 3ω	48
I.3.3.4. Thermométrie micro-raman.....	49
I.3.3.5. Thermographie infrarouge.....	54
I.3.3.6. La thermoreflectance.....	55
I.3.3.6.1. Principe de la thermoreflectance.....	56
I.3.3.6.2. Thermoreflectance basée sur une caméra CCD.....	57
I.3.3.6.3. La thermoreflectance dans le domaine temporelle (TDTR).....	60
I.3.3.6.4. La thermoreflectance dans le domaine fréquentiel (FDTR).....	63
I.3.3.6.5. Discussion sur les différentes techniques de thermoreflectance.....	64
I.3.3.6.6. Processus de la mesure avec la méthode transitoire.....	64
I.4. Conclusion.....	67
Chapitre II. Théorie des constantes de temps thermiques dans les transistors HEMTs GaN.....	69
II.1. Introduction.....	69
II.2. Extraction des constantes de temps thermiques réelles avec une technique de réduction d'ordre.....	69
II.2.1. Réduction d'ordre – Modèle de Ritz.....	69
II.3. Analyse à une seule dimension (1-D).....	72
II.3.1. Simulation FEM 1-D d'une simple couche.....	73
II.3.2. Formule analytique de la constante de temps la plus longue.....	76
II.3.3. Comparaison formule numérique / formule analytique et formule de Bagnall [86].....	80
II.3.4. Simulation unidimensionnelle, à deux couches.....	81
II.4. Analyse bidimensionnelle (2-D).....	85
II.4.1. Simulation (2-D), monocouche.....	85
II.4.2. Simulation (2D), à deux couches.....	89

II.5. Etude en régime transitoire non-linéaire (Analyse à une seule dimension (1-D)).....	91
II.6. Conclusion	96
Chapitre III. Caractérisation et validation de la température dans les transistors HEMTs GaN	97
III.1. Introduction	97
III.2. Présentation des bancs de mesures	97
III.2.1. Banc de mesure 3ω	97
III.2.1.1. Présentation du banc de mesure.....	97
III.2.1.2. Les étapes de la mesure 3ω	100
III.2.2. Banc de mesure de microscopie en thermoreflectance	101
III.2.2.1. Présentation du banc de mesure.....	101
III.2.2.2. Les étapes de mesure.....	103
III.2.3. Banc de mesure basé sur la méthode I-V en impulsion	104
III.2.3.1. Présentation du banc de mesure.....	104
III.2.3.2. Les étapes de mesure de la résistance thermique	105
III.2.4. Banc de mesure du courant de grille en fonction du temps.....	106
III.3. Caractérisation de l'impédance thermique d'une ligne micro-heater.....	107
III.3.1. Présentation du composant	107
III.3.2. Mesure de la résistance thermique par la méthode 3ω	107
III.3.3. Mesure de l'impédance thermique par thermoreflectance.....	109
III.3.4. Simulation thermique transitoire	110
III.3.5. Comparaison des résultats	111
III.4. Caractérisation de la résistance thermique d'un transistor de la fonderie UMS GH15 6x50 μ m.....	112
III.4.1. Mesure de la résistance thermique du transistor GH15 6x50 μ m.....	113
III.4.1.1. Mesure I-V impulsionnelle	113
III.4.1.2. Mesure par thermoreflectance	114
III.4.1.3. Mesure avec la méthode 3ω	116
III.4.1.4. Simulation linéaire avec le logiciel Salome-Meca	117
III.4.1.5. Comparaison des résultats.....	119
III.4.2. Mesure de l'impédance thermique du transistor GH15 6x50 μ m.....	120
III.4.2.1. Mesure par thermoreflectance	120
III.4.2.2. Simulation thermique en régime transitoire	122
III.4.2.3. Comparaison des résultats en régime transitoire	123
III.5. Caractérisation de la résistance/impédance thermique d'un transistor HEMT GaN spécifique	124
III.5.1. Présentation du composant	124
III.5.2. Mesures de la résistance thermique du transistor GH15 2x150 μ m	125
III.5.2.1. Mesures de la résistance thermique par la méthode I-V impulsionnelle	125
III.5.2.2. Mesure de la résistance thermique avec la méthode grille à grille.....	128
III.5.2.3. Mesure de la résistance thermique avec la méthode 3ω	132
III.5.2.4. Mesure de la résistance thermique avec la méthode de thermoreflectance.....	133
III.5.2.5. Simulation non-linéaire.....	135
III.5.2.6. Comparaison et discussion	138
III.5.3. Caractérisation de l'impédance thermique d'un transistor HEMT GaN.....	139
III.5.3.1. Mesure de la constante de temps avec le courant de grille	139
III.5.3.2. Mesure de la constante de temps avec la thermoreflectance	143

III.5.3.3. Mesure de la constante de temps avec le courant de drain	144
III.5.3.4. Simulation non-linéaire en régime transitoire.....	147
III.5.3.5. Conclusion	149
Conclusion générale.....	151
Chapitre IV. Références	153
Publications et communications relatives à ce travail	163
Annexes	165

Table des illustrations

Figure 1: (a) structure cristalline wurtzite (b) structure atomique de Ga et N-polaire [1]

Figure 2 : Structure cristalline du GaN, montrant la direction de la polarisation spontanée

Figure 3: (a) Schéma simplifié montrant l'adaptation des mailles de réseau de la couche d'aluminium sur GaN (b) polarisation spontanée et piézoélectrique dans une hétérostructure AlGaN/GaN

Figure 4: Distribution de charge, profil de champ électrique et diagramme de bande d'une hétérostructure AlGaN/GaN

Figure 5 : Diagramme d'énergie du HEMT AlGaN/GaN à (a) grille non polarisée, (b) grille polarisée $V_{gs} > 0V$, et (c) grille polarisée $V_{gs} < 0V$.

Figure 6 : La conductivité thermique de l' $Al_xGa_{1-x}N$ le long de la direction (a) axe x et (b) axe z de la wurtzite en fonction de la fraction molaire d'Al [7]

Figure 7 : La conductivité thermique du AlN (orange), GaN (bleue), $Al_{0.32}Ga_{0.62}N$ (vert) et $Al_{0.17}Ga_{0.83}$ (noir) à (a) 300K et (b) 773K [12]

Figure 8 : schématique montrant les porteurs d'arrière-plan (dans l'AlGaN et le GaN)

Figure 9 : Structure générale simplifiée d'un transistor HEMT

Figure 10 : Représentation des différents modes de vibration

Figure 11 : Simulation du champ électrique dans le canal du transistor en utilisant Silvaco software, avec ou sans plaque de champ à 25 °C et pour $V_{dsq} = 30V$, $I_{dsq} = 50mA/mm$ [19]

Figure 12 : Représentation de la structure d'un HEMT AlGaN/GaN décrivant la localisation du point chaud

Figure 13 : Caractéristique $I_{ds}-V_{ds}$ d'un transistor HEMT GaN à différentes températures

Figure 14 : Modèles thermiques (a) Foster (b) Cauer

Figure 15 : Un diagramme schématique montrant les échanges de chaleur entre la sonde et l'échantillon (a) SThM passif (b) SThM actif

Figure 16 : Réseaux de conductance thermique équivalents entre une pointe SThM et un échantillon (a) pointe sans contact (b) pointe en contact [29]

Figure 17 : Diagramme schématique du ménisque lorsque la sonde est en contact avec l'échantillon [35]

Figure 18 : Le schéma électrique du montage équivalent de la mesure 3ω (a) à la fréquence fondamentale (b) à la fréquence 3ω [43]

Figure 19 : Schéma du montage expérimental 3ω – SThM

Figure 20 : Représentation d'un exemple de sonde de mesure [44]

Figure 21 : Spectre de diffusion Raman [50]

Figure 22 : Diagramme de d'énergie de la diffusion Raman dans lequel il existe trois types de processus séparés donnant naissance à la diffusion inélastique détectée

Figure 23 : (a) Spectre Raman du silicium à différentes températures (b) Position du pic et largeur à mi-hauteur en fonction de la température du silicium [61]

Figure 24 : Emittance énergétique d'un corps noir pour différentes valeurs de température (a) de 250K à 350K (b) de 700K à 900K [63]

Figure 25 : Représentation schématisée des techniques de thermoréfectance à base de CCD utilisant (a) la mesure homodyne et (b) la mesure hétérodyne [69].

Figure 26 : Diagramme temporel d'un exemple de mesure transitoire par la méthode de thermoréfectance

Figure 27 : Schéma de fonctionnement de la technique pompe-sonde pour la thermoréfectance dans le domaine temporel à gauche. A droite, montre le changement de réflectivité correspondant du faisceau de la sonde tel que mesuré par le détecteur en fonction du temps de retard. [73]

Figure 28 : (a) Schéma représentatif du signal du faisceau de pompe et de sonde avec le retard de phase (b) Exemple de résultats de mesure de la méthode FDTR [81]

Figure 29 : Coefficient de thermorefectance pour différents matériaux en fonction de la longueur d'onde d'illumination [82]

Figure 30 : Cth en fonction de la température pour une mesure sur de l'or avec une longueur d'onde $\lambda=470\text{nm}$

Figure 31 : Procédure de mesure du coefficient de thermorefectance

Figure 32 : Protocole d'extraction des constantes de temps thermiques et résistances thermiques avec la réduction d'ordre

Figure 33 : Structure monocouche (1-D)

Figure 34 : Réponse de la température normalisée en fonction du temps

Figure 35 : Le spectre de la constante de temps thermique pour une structure monocouche (1-D) utilisant la réduction d'ordre

Figure 36 : Comparaison entre les résultats obtenus avec la simulation FEM et la réduction d'ordre

Figure 37 : Valeur de la constante de temps la plus longue en fonction de la conductivité thermique

Figure 38 : Réponse de α en fonction de la masse volumique

Figure 39 : Réponse de (a) en fonction de la chaleur massique

Figure 40 : La réponse de ϑ en fonction de carré l'épaisseur du substrat

Figure 41 : Spectre des constantes de temps thermiques pour une structure monocouche 1-D en utilisant MOR en noir et l'équation (9) en rouge (solution analytique)

Figure 42 : Structure 1-D, à deux couches

Figure 43 : Comparaison des résultats de simulation de la température normalisée transitoire pour les structures à une couche et à deux couches

Figure 44 : Comparaison des résultats de simulation de la température maximale transitoire pour les structures à une couche et à deux couches

Figure 45 : Comparaison du spectre des constantes de temps thermiques pour une et deux couches

Figure 46 : Structure 2-D à une seule couche

Figure 47 : La réponse de la température normalisée en fonction du temps

Figure 48 : Spectre de la constante de temps thermique pour une structure 2-D en utilisant MOR en noir et l'équation de Bagnall en rouge

Figure 49 : Constantes de temps thermiques en fonction de la longueur de la grille

Figure 50 : Résistance thermique en fonction de la longueur de la grille

Figure 51 : Capacité thermique la plus courte en fonction de la longueur de grille

Figure 52 : Structure 2-D, à deux couches

Figure 53 : Réponse normalisée de la température en fonction du temps

Figure 54 : Spectre de la constante de temps thermique pour une structure 2-D $l_g = 0,1 \mu\text{m}$: comparaison entre une couche unique et une structure à deux couches

Figure 55 : Comparaison du résultat de simulation de la température maximale pour les deux structures SiC et SiC+GaN pour une longueur de grille égale à $0.1\mu\text{m}$

Figure 56 : Structure simulée en non-linéaire

Figure 57 : Transitoire de la température pour différentes puissances dissipées

Figure 58 : Conductivité thermique efficace en fonction de la puissance dissipée

Figure 59 : Le paramètre b en fonction de la conductivité à la température initiale (celle du socle)

Figure 60 : Le paramètre a en fonction de n

Figure 61 : le paramètre θ en fonction de n

Figure 62 : Comparaison entre la réponse transitoire de la température normalisée obtenus avec la simulation FEM en bleue et avec un ajustement en utilisant une valeur de conductivité efficace égale à 354 W/(m.K)

Figure 63 : Schéma du banc de mesure 3ω dans le cas de mesure pour un transistor

Figure 64 : Mesure du taux de distorsion harmonique du générateur 81150A pour une tension de $500 \text{ mV}_{\text{RMS}}$

Figure 65 : Présentation du pont de Wheatstone avec les différents signaux mesurés [92]

Figure 66 : Etapes de mesures de l'impédance thermique par la méthode 3ω

Figure 67 : Schéma simplifié du pont de Wheatstone à la première harmonique

Figure 68 : Banc de mesure Microsanj par thermoreflectance

Figure 69 : Le software SanjView de Microsanj

Figure 70 : Banc de mesure I-V régime impulsionnel [19]

Figure 71 : Etapes de mesure de la méthode I-V impulsionnelle (a) variation de la température (b) variation de la puissance dissipée

Figure 72 : Banc de mesure I_g impulsionnel en fonction du temps

Figure 73 : ligne micro-heater (a) structure de la ligne (b) image CCD de la ligne

Figure 74 : La valeur de R_{on} de la micro-ligne en fonction de la température

Figure 75 : Résistance thermique extraite par la méthode 3ω

Figure 76 : Échantillon du composant micro-ligne (a) froid (b) chaud

Figure 77 : Température extraite dans la micro-ligne en fonction du temps

Figure 78 : Simulation en régime permanent de la micro-ligne

Figure 79 : Simulation transitoire de la température pour la ligne microruban ($P_{diss}=3W$)

Figure 80 : Image CCD d'un transistor HEMT GaN $6 \times 50 \mu m$

Figure 81 : Extraction de R_{on} en fonction de la température de socle pour un GH15 $6 \times 50 \mu m$

Figure 82 : Extraction de R_{on} en fonction de la puissance dissipée pour un GH15 $6 \times 50 \mu m$

Figure 83 : Image de calibration pour un transistor GH15 $6 \times 50 \mu m$ pour une longueur d'onde (a) proche UV (b) bleue (c) vert

Figure 84 : Mesure TR en régime permanent (a) Image du transistor en chauffe (b) Résultats de mesure de la température

Figure 85 : Extraction de la résistance R_{on} en fonction de la température avec la mesure 3ω

Figure 86 : Mesure des oscillations thermiques avec la méthode 3ω

Figure 87 : Extraction de la résistance thermique du transistor GH15 $6 \times 50 \mu m$

Figure 88 : Schéma simplifiée montrant la symétrie en X et en Y du transistor $6 \times 50 \mu m$

Figure 89 : Structure d'un transistor HEMT GaN

Figure 90 : Simulation en régime permanent pour le dispositif de $6 \times 50 \mu m$

Figure 91 : Comparaison des mesures de thermoreflectance obtenues avec différentes largeurs de LED

Figure 92 : Image de la mesure transitoire sur le transistor GH15 $6 \times 50 \mu m$ à différents instants

Figure 93 : Mesure transitoire de la température dans la zone d'intérêt

Figure 94 : Résultats de la simulation de température non-linéaire du GH15 $6 \times 50 \mu m$

Figure 95 : Comparaison des résultats de mesure sur la différence de température du transistor GH15 $6 \times 50 \mu m$ avec la simulation et la mesure

Figure 96 : Image CCD du transistor HEMT GaN $2 \times 150 \mu m$

Figure 97 : Profil de l'impulsion de drain et de grille

Figure 98 : Mesure I-V du transistor $2 \times 150 \mu m$ pour différentes températures de socle

Figure 99 : Extraction de R_{on} en fonction de la température de socle

Figure 100 : Extraction de R_{on} en fonction de la puissance dissipée

Figure 101 : Extraction de R_{on} en fonction de la puissance dissipée

Figure 102 : Extraction de la résistance de grille en fonction de la température

Figure 103 : Courbe caractéristique du courant de drain pour $V_{gs} = 100mV$

Figure 104 : Schéma simplifié montrant le point chaud et l'impact sur la résistance de grille

Figure 105 : Extraction de la résistance de grille en fonction de la puissance dissipée

Figure 106 : Extraction de la résistance thermique du composant en fonction de la puissance dissipée

Figure 107 : Extraction de la résistance de drain en fonction de la température

Figure 108 : Extraction de la résistance thermique du transistor 2x150µm par la méthode 3ω

Figure 109 : Image de calibration pour la longueur d'onde 365nm

Figure 110 : a) Image de thermoreflectance montrant les zones chaudes b) Image de la caméra CCD du transistor 2x150µm

Figure 111 : Extraction de la température sur le canal en fonction de la puissance dissipée

Figure 112 : La structure simulée sur Salome-Meca

Figure 113 : Simulation non-linéaire en régime permanent (a) géométrie dessinée (b) structure maillée (c) résultat de simulation pour une puissance dissipée de 3W

Figure 114 : Résultats de simulation pour différentes puissances dissipées

Figure 115 : Comparaison des différents résultats de mesures et de simulation de la température

Figure 116 : Profil temporel des impulsions choisies pour la mesure

Figure 117 : Mesures électriques – Diminution du courant de la grille

Figure 118 : Evolution du courant de grille en fonction du temps, illustrant le moment auquel la chaleur atteint la grille

Figure 119 : Exemple d'ajustement avec le logiciel ADS pour une tension de drain égal à 2.61 V

Figure 120 : Spectre temporel des différentes constantes de temps du courant de grille pour différentes puissances dissipées

Figure 121 : Température normalisée en fonction du temps en utilisant les résultats du courant de grille

Figure 122 : Température normalisée en fonction du temps pour une puissance dissipée de 2W

Figure 123 : Comparaison entre les résultats de mesure par thermoreflectance et par le courant de grille

Figure 124 : Profil temporel des impulsions pour la mesure du courant de drain

Figure 125 : Le courant de drain en fonction du temps

Figure 126 : Comparaison entre les résultats de mesure par thermoreflectance - le courant de grille et le courant de drain pour la première constante de temps

Figure 127 : Réponse temporelle du courant de drain pour différentes puissances dissipées

Figure 128 : Quart de la structure du GH15 2X150µm simulée

Figure 129 : Comparaison résultats de simulation avec les résultats de mesure

Table des tableaux

Tableau 1 : Principales propriétés des matériaux semiconducteurs

Tableau 2 : Conductivité thermique à 300K et coefficient n pour le GaN et le SiC [6]

Tableau 3 : Valeurs des paramètres physiques l'énergie de la bande interdite pour le GaN et l'AlGaIn [12]

Tableau 4 : Comparaison des techniques de mesures présentées précédemment

Tableau 5 : Les propriétés thermiques et largeur de couche utilisées dans la simulation 1-D

Tableau 6 : Contribution relative des diverses constantes de temps au régime transitoire de la température de la structure 1D monocouche

Tableau 7 : Comparaison entre les résultats de la réduction d'ordre et l'équation de Bagnall.

Tableau 8 : Propriétés thermiques pour la structure à deux couches

Tableau 9 : Constantes de temps thermiques extraites

Tableau 10 : Valeurs des conductivités thermiques utilisée pour la simulation de la micro-ligne

Tableau 11 : Comparaison des résultats sur la ligne

Tableau 12 : Conductivité thermique utilisée pour la simulation en régime permanent

Tableau 13 : Comparaison des résultats du transistor HEMT en GaN

Tableau 14 : Propriétés thermiques utilisées pour la simulation non-linéaire

Tableau 15 : Propriétés des matériaux [105]

Tableau 16 : Les différentes constantes de temps et leurs pondérations

Tableau 17 : Variation de la première constante de temps en fonction de la tension de drain

Introduction générale

Au cours des dernières décennies, la forte demande de l'industrie électronique en termes de niveaux de puissance et de fréquences élevées a fortement encouragé le développement de la technologie des transistors en nitrure de gallium (GaN). Néanmoins, malgré les efforts accomplis, la dégradation des performances électriques résultant de l'auto-échauffement du transistor et de la génération de pièges dans les couches épitaxiées du dispositif pendant son fonctionnement reste un problème majeur pour la technologie actuelle des transistors à haute mobilité électronique (HEMT) en GaN. En effet, la défaillance des dispositifs électroniques est généralement causée par des problèmes thermiques. Il devient donc primordial de comprendre les phénomènes d'auto-échauffement dans les structures ainsi que l'enjeu du choix des matériaux utilisés afin de garantir la fiabilité des systèmes. Le phénomène d'auto-échauffement est une conséquence inévitable du fonctionnement électrique normal du dispositif.

Pour mener à bien l'analyse thermique de ces systèmes, il est nécessaire de disposer de méthodes de caractérisation avancées permettant la mesure de la température à l'échelle du composant. En effet, la distribution non uniforme de la température se révèle particulièrement problématique pour les dispositifs de puissance à géométrie complexe tels que les HEMT GaN. Celle-ci peut engendrer des contraintes inattendues du fonctionnement électrique. Par conséquent, il est important de comprendre la distribution spatiale complète de la température au sein des dispositifs.

La plupart des dispositifs utilisés dans le secteur des télécommunications sont destinés à fonctionner à des fréquences élevées. De ce fait, il est également important de comprendre les effets transitoires rapides de l'auto-échauffement. Le développement prometteur des dispositifs intégrés à l'échelle nanométrique présente des défis nouveaux et uniques en matière d'auto-échauffement, notamment pour ce qui est de leur mesure ou de leur simulation.

La thermoreflectance est une technique optique basée sur la mesure de la variation de la réflectance permettant de mesurer la température de surface transitoire d'un dispositif avec une résolution temporelle de 50ns et spatiale de 300nm. La thermoreflectance est donc une technique prometteuse permettant d'atteindre les exigences décrites précédemment afin de comprendre les effets transitoires rapides de l'auto-échauffement des composants de puissance.

Le travail proposé dans cette thèse concerne la compréhension du phénomène d'auto-échauffement dans le transistor HEMT GaN. Cette dernière repose sur l'utilisation de plusieurs techniques de mesures complémentaires, mais également sur la validation des différents résultats par des simulations éléments finis (FEM).

Le présent document est organisé en trois chapitres. Le premier chapitre vise à appréhender la structure du HEMT GaN, le rôle que joue chacune de ses couches, ainsi que les caractéristiques physiques des matériaux présents dans chaque couche. La deuxième étape consiste à analyser l'impact de la température sur le fonctionnement électrique du transistor et également sur les propriétés physiques des matériaux telles que la conductivité thermique, la mobilité des électrons, la largeur de la bande interdite, L'étude du champ électrique permet de constater la présence d'un point chaud dans le transistor entre le matériau GaN et l'AlGaN. Ces résultats montrent la nécessité de développer des méthodes de mesure ou de

simulation permettant de caractériser la température dans les HEMTs en GaN. Dans la deuxième partie du chapitre I, nous détaillerons plusieurs méthodes de mesure et de simulation dans le but de comprendre la difficulté de la détermination de la température.

Dans le deuxième chapitre, la température transitoire dans les HEMTs GaN a été étudiée au moyen de la simulation FEM et de la réduction d'ordre en utilisant les vecteurs de Ritz. Une étude approfondie a été menée pour établir l'influence de la couche de substrat, du tampon GaN et de la réduction de la longueur de la grille sur le spectre des constantes de temps. Enfin, nous étudions les conséquences d'une conductivité thermique non linéaire sur le transitoire de température afin de se rapprocher de la réalité.

Ce dernier chapitre fait l'objet de travaux sur la mesure de l'impédance thermique des transistors de taille $6 \times 50 \mu\text{m}$ et $2 \times 150 \mu\text{m}$ et de longueur de grille 150nm de la fonderie UMS « filière GH15 » en utilisant plusieurs méthodes de mesures électriques telles que la mesure de la résistance R_{ON} du transistor avec des impulsions (I-V impulsionnel), la méthode 3ω , la méthode grille à grille et une méthode optique : la thermoreflectance transitoire, afin de mieux comprendre le comportement de la température dans les transistors HEMT GaN.

Chapitre I. Techniques de caractérisation de la température pour des transistors HEMTs GaN

I.1. Introduction

Les transistors HEMT (High Electron Mobility Transistor) à base de nitrure de gallium (GaN) sont des candidats idéaux pour les applications électroniques qui demandent à la fois un fonctionnement à haute fréquence et à forte puissance.

La forte densité de puissance présente dans la technologie des HEMT GaN conduit à une température élevée dans le canal du transistor. Ce phénomène d'auto-échauffement dégrade les performances radiofréquences et la fiabilité du dispositif.

La connaissance de la température du canal dans les conditions de fonctionnement, la localisation du point chaud et la réponse aux températures transitoires sont devenues indispensables dans l'industrie de l'électronique RF.

Le premier objectif de ce chapitre est de permettre au lecteur de comprendre les caractéristiques physiques du dispositif HEMT GaN, notamment celles qui influencent son fonctionnement électrique et l'impact de la température sur le comportement physique intrinsèque des matériaux qui composent le transistor. Ainsi comprendre l'impact de la température sur le fonctionnement du transistor. Par la suite, la description des propriétés du matériau GaN est proposée afin de présenter les différentes technologies utilisées dans un HEMT basé sur l'hétérostructure AlGaIn/GaN ainsi que les différents types de polarisations existantes.

Le second objectif consiste à introduire les diverses méthodes d'extraction de la température dans le système, ainsi que les avantages et les limites de chacune de ces méthodes, que ce soit à partir de mesures ou de simulations analytiques et/ou numériques.

I.2. Principes fondamentaux des HEMT GaN

I.2.1. Nitrure de gallium : propriétés et paramètres physiques

Parmi les trois structures cristallines de la filière nitrure de gallium, la structure wurtzite (symétrie hexagonale) est thermodynamiquement plus stable que celle de type zinc blende et sel-gemme (symétrie cubique). Elle est organisée suivant deux sous-réseaux hexagonaux constitués des atomes de gallium (Ga) et ceux d'azote (N). Elle est utilisée pour la fabrication des transistors HEMT à base de GaN.

La Figure 1 montre que la distribution des électrons de valence dans la liaison GaN est fortement asymétrique en raison de la différence d'affinité électronique entre les atomes de Ga et de N. Dans le cas de la cellule unitaire du GaN, les atomes de Ga et de N sont liés de manière partiellement covalentes et ioniques.

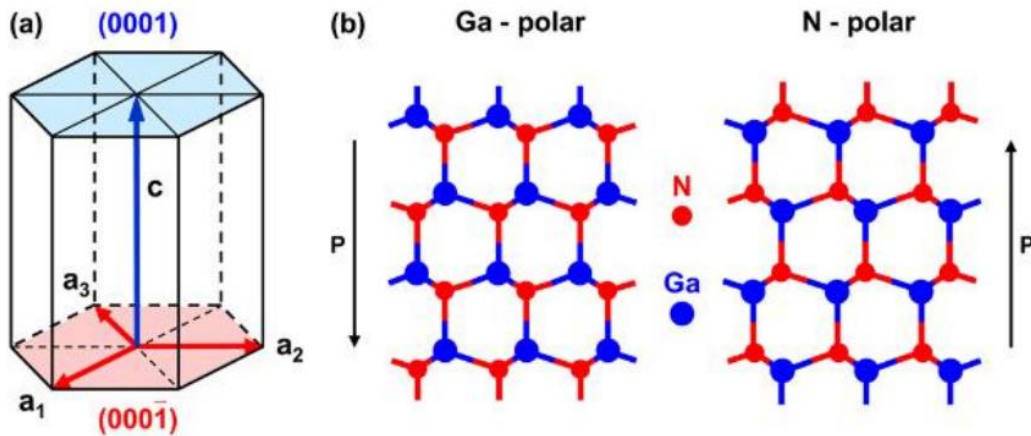


Figure 1: (a) structure cristalline wurtzite (b) structure atomique de Ga et N-polaire [1]

Le GaN est doté d'une bande interdite directe de 3,44 eV [2]. Cette large bande interdite du GaN entraîne la possibilité d'avoir un champ électrique critique plus élevé et une concentration intrinsèque de porteurs plus faible à des températures élevées. Ceci permet aux transistors à base de GaN de fonctionner à des tensions et des températures plus élevées que les transistors à base de Silicium. Le GaN présente également une grande mobilité électrique et une vitesse de saturation supérieure par rapport aux autres semi-conducteur III-V.

Le GaN est l'un des matériaux les plus prometteurs pour remplacer l'arséniure de gallium (GaAs) ou le silicium dans les applications de transistors à haute puissance, haute tension et haute température.

Le [tableau 1](#) présente un résumé de certaines propriétés physiques des matériaux semiconducteurs. Les propriétés physiques souhaitables des matériaux comprennent une large bande interdite, E_g (eV), une faible valeur de la constante diélectrique, ϵ_r , une conductivité thermique élevée, K ($\text{W}/\text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), et un large champ de claquage, E_c (V/cm).

Matériaux	E_g (eV)	ϵ_r	K ($\text{W}/\text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	E_c (V/m)
Si	1.12	11.9	1.5	$3 \cdot 10^5$
GaAs	1.43	12.5	0.54	$4 \cdot 10^5$
GaN	3.44	9.5	1.3	$2 \cdot 10^6$
Diamond	5.6	5.5	20-30	$5 \cdot 10^6$

Tableau 1 : Principales propriétés des matériaux semiconducteurs

Une large bande interdite permet à un matériau semiconducteur de résister à des champs électriques internes élevés avant que ne se produise une rupture électronique, détruisant ainsi le composant.

La constante diélectrique donne une indication sur la charge capacitive d'un dispositif et affecte son impédance terminale. Une faible valeur de la constante diélectrique du semiconducteur peut réduire la charge capacitive et permet de fabriquer des dispositifs de plus

grande surface pour une impédance donnée. L'augmentation de la surface permet de générer des courants RF plus importants et une puissance RF plus élevée.

La conductivité thermique doit être aussi élevée que possible afin d'évacuer efficacement la chaleur du dispositif.

Le champ électrique de claquage doit être élevé. Ce paramètre est une indication de l'intensité des champs électriques qui peuvent être supportés en interne par le dispositif avant que le claquage ne se produise. Des champs électriques élevés permettent de supporter des tensions RF importantes et donc de générer une puissance RF élevée.

I.2.2. Polarisation dans le GaN

La filière nitrure de gallium possède des polarisations spontanées et piézoélectriques.

La différence d'électronégativité de 1,4 eV dans le GaN entraîne une ionisation de la liaison de 40% [3]. Elle entraîne donc une polarisation spontanée (P_{sp}) dans le GaN. Ce type de polarisation existe sans influence externe, tel qu'un champ électrique appliqué ou une contrainte dans le réseau cristallin. L'azote a une électronégativité plus élevée, par rapport au gallium. Par conséquent, les atomes de Ga et de N ont respectivement des caractéristiques anioniques (+) et cationiques (-), générant une polarisation spontanée P_{sp} le long de l'axe (y).

La Figure 2 montre que l'orientation de la polarisation spontanée est définie en supposant que la direction positive va du métal (Ga) à l'atome d'azote le plus proche, le long de l'axe (y).

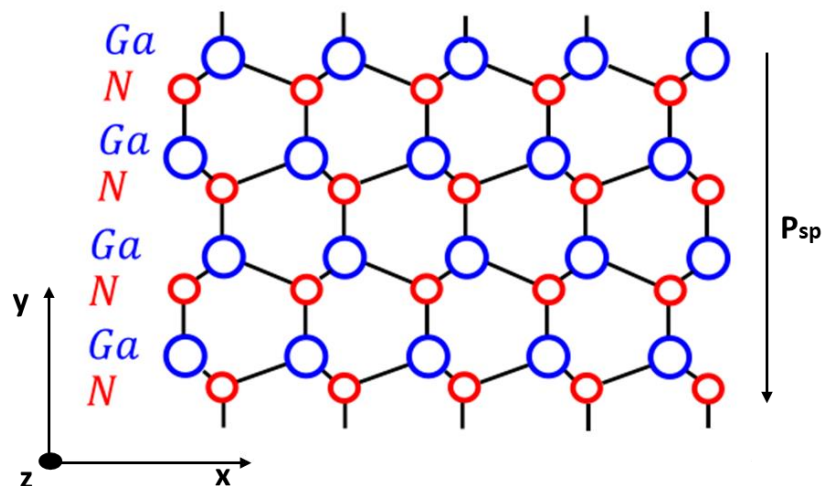


Figure 2 : Structure cristalline du GaN, montrant la direction de la polarisation spontanée

Un autre type de polarisation connue sous le nom de polarisation piézoélectrique (P_{pe}) se produit en raison de la déformation du réseau cristallin sous l'effet d'un champ externe ou de forces ou contraintes internes. Dans le cas de la structure AlGaN/GaN, la polarisation piézoélectrique se produit dans la couche fine de l'AlGaN due à la particularité pseudo

morphique de cette hétérostructure. Les polarisations P_{pe} et P_{sp} se produisent toutes les deux dans la même direction.

Dans le HEMT AlGa_xN/GaN, l'existence de ces deux types de polarisation induit un champ électrique créant ainsi un gaz d'électrons 2D (en abrégé 2DEG pour 2D electron gas) dans le puits de potentiel présent dans le GaN.

La polarisation spontanée s'écrit sous la forme suivante par rapport à la concentration d'Al (x) [3] :

$$P_{sp, Al_xGa_{1-x}N/GaN} = -0.052 \cdot x - 0.0029 \quad (I-1)$$

La polarisation piézoélectrique pour l'hétérostructure AlGa_xN/GaN s'exprime comme :

$$P_{pe, Al_xGa_{1-x}N/GaN} = -0.052 \cdot x + 0.00282 \cdot x \cdot (1 - x) \quad (I-2)$$

En effet, cette polarisation piézoélectrique induite par le stress mécanique dans l'AlGa_xN est parallèle à la polarisation spontanée, autrement dit, les deux présentent des signes négatifs le long de l'axe z comme le montre la Figure 3. Ainsi, la charge nette dans l'interface s'exprime comme [3] :

$$\sigma = P_{sp, GaN} - (P_{pe, AlGaN} + P_{sp, AlGaN}) \quad (I-3)$$

La combinaison des polarisations spontanée et piézoélectrique entraîne une importante charge de surface positive à l'interface de l'hétérojonction. Les électrons cherchent à compenser cette charge d'interface et par conséquent créent un gaz d'électrons 2D dans la couche de GaN.

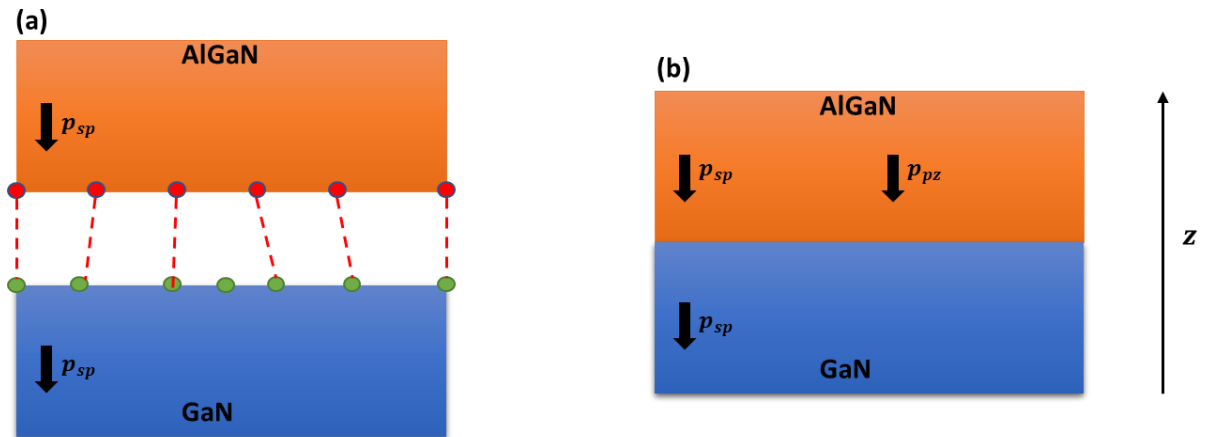


Figure 3: (a) Schéma simplifié montrant l'adaptation des mailles de réseau de la couche d'aluminium sur GaN (b) polarisation spontanée et piézoélectrique dans une hétérostructure AlGa_xN/GaN

I.2.3. Diagrammes de bande et densité de charge dans l'hétérostructure AlGaN/GaN

La Figure 4 montre la distribution des charges, le profil du champ électrique et le diagramme de bande d'une hétérostructure AlGaN/GaN. Sur cette figure, t représente l'épaisseur de la couche d'AlGaN, tandis que le canal 2-D (2DEG) est supposé être situé à une position d , à quelques nanomètres de l'hétérojonction côté GaN.

Il est possible de constater qu'il existe effectivement deux paires de charges qui sont couplées à la surface supérieure et à l'interface inférieure de l'AlGaN. La première paire est $(\sigma_s \text{ et } -qn_s)$ et la deuxième paire est $(\pm\sigma_{AlGaN})$.

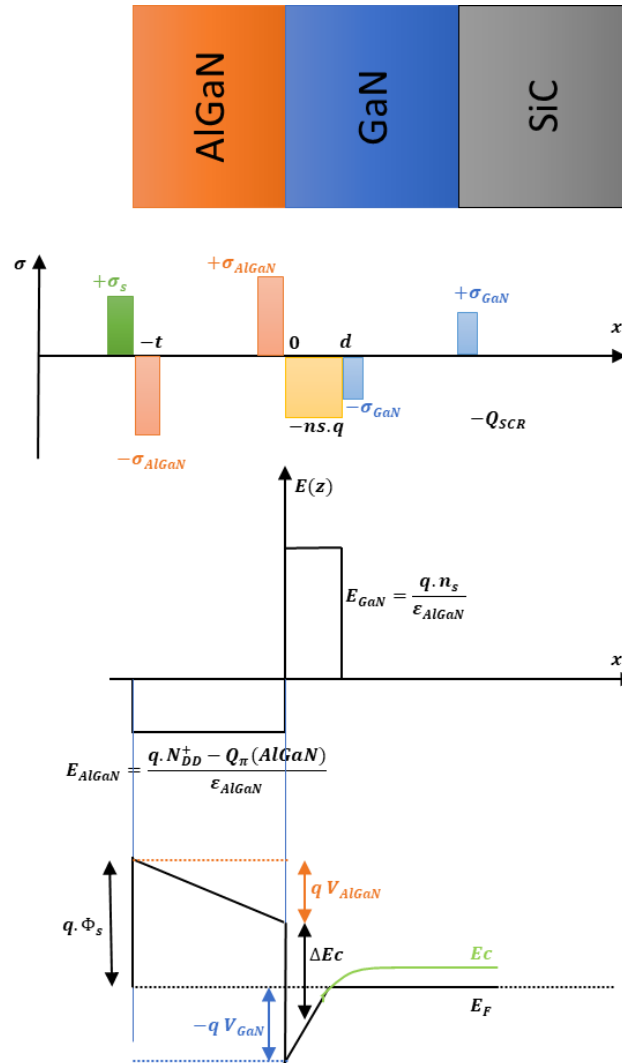


Figure 4: Distribution de charge, profil de champ électrique et diagramme de bande d'une hétérostructure AlGaN/GaN

Le paramètre σ_s représente la densité de charge des donneurs de surface ionisés, σ_{AlGaN} représente la densité de charge de polarisation dans l'AlGaN, q est la charge de l'électron et n_s est la densité dans le 2DEG et s'exprime par l'équation suivante :

$$n_s = \frac{\sigma_{AlGaN}}{q} - \frac{\epsilon_{AlGaN}}{t \cdot q^2} \cdot (q \cdot \phi_s + E_f - \Delta E_c) \quad (I-4)$$

Avec E_f énergie de Fermi, ΔE_c est le décalage de la bande de conduction entre GaN et AlGaN, ϕ_s est le potentiel de barrière Schottky, ϵ est la constante diélectrique de l'AlGaN et t est l'épaisseur de la couche d'AlGaN.

La chute de potentiel de la couche barrière d'AlGaN peut être exprimée comme suit :

$$\frac{V_{AlGaN}}{t} = \frac{\sigma_{AlGaN}}{\epsilon_{AlGaN}} - \frac{q \cdot n_s}{\epsilon_{AlGaN}} \quad (I-5)$$

Cette équation permet de constater que le champ électrique dans la couche barrière d'AlGaN est défini par deux condensateurs à plaques parallèles, dont la densité de charge est respectivement de $\pm \sigma_{AlGaN}$ et $\pm qn_s$.

Dans le puits de potentiel triangulaire formé près de l'hétérojonction, du côté du GaN, un gaz d'électrons bidimensionnel est formé (2DEG) en $x=d$. La position d peut être déterminée en résolvant l'équation de Schrödinger [4] dans le puits de potentiel triangulaire formé à l'interface AlGaN/GaN. Le champ électrique $\mathcal{E}_{GaN}$ est supposé provenir uniquement de la charge dans le canal 2DEG (n_s). La concentration d'électrons dans le canal (2DEG – gaz bidimensionnel d'électrons) peut être calculée à partir de la densité d'états 2D et de la position du niveau de Fermi, en utilisant la distribution de Fermi-Dirac [4].

Lorsqu'un potentiel V_G est appliqué sur la grille (à travers un métal déposé sur la barrière d'AlGaN), la charge dans le canal 2DEG peut être modulée : une tension positive remplira le canal, tandis que des valeurs négatives de V_G conduiront à l'appauvrissement du canal 2DEG.

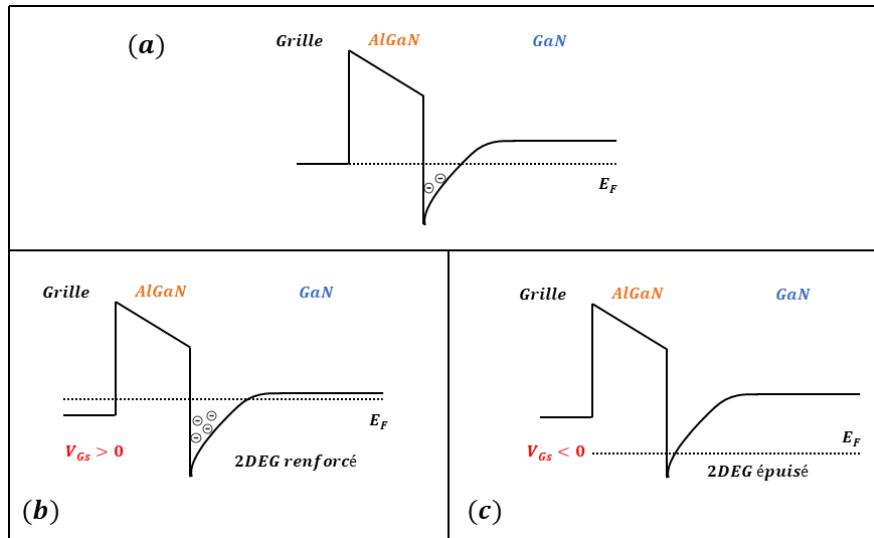


Figure 5 : Diagramme d'énergie du HEMT AlGaN/GaN à (a) grille non polarisée, (b) grille polarisée $V_{GS} > 0V$, et (c) grille polarisée $V_{GS} < 0V$.

La fonction de la grille consiste à contrôler la densité des charges dans le canal (2DEG) et donc le courant source-drain dans le canal du dispositif. La Figure 5 montre l'impact de la polarisation de la grille sur le canal.

Yanli liu et al [5] ont résolu numériquement l'équation de Schrödinger et Poisson à l'aide du logiciel Silvaco Atlas. Ils ont calculé le diagramme de bande d'énergie de l'hétérostructure AlGaIn/GaN pour plusieurs températures. Les résultats obtenus montrent que les énergies des bandes de conduction et de valence des couches de GaN et d'AlGaIn augmentent avec la température, surtout dans la couche de GaN. Par rapport à la bande de conduction, la bande de valence présente un décalage plus important avec la variation de la température. Ainsi, les bandes d'énergie interdite des couches de GaN et d'AlGaIn diminuent avec l'augmentation de la température. La bande de conduction de l'hétérostructure AlGaIn/GaN se modifie aussi en fonction de la température. L'écart de la bande de conduction entre les couches d'AlGaIn et de GaN diminue avec l'augmentation de la température, la profondeur du puits quantique à l'interface AlGaIn/GaN devient moins profonde et le confinement de celui sur le 2DEG diminue. Ainsi, les performances électriques des HEMT AlGaIn/GaN se dégradent avec l'augmentation de la température.

1.2.4. Influence de la température sur les propriétés physiques des matériaux

Une augmentation de la température a pour effet de favoriser les vibrations du réseau cristallin des semi-conducteurs, entraînant ainsi une modification de leurs propriétés physiques intrinsèques. Cela se traduit par une modification de la mobilité des électrons, de la bande interdite, de la vitesse des porteurs, de la conductivité thermique, etc.

- **Conductivité thermique :**

La conductivité thermique représente la mesure de la capacité d'un matériau à conduire la chaleur sous une variation de température. La conductivité thermique se détériore à mesure que la température augmente en raison de la réduction du libre parcours moyen des phonons (processus Umklapp). Elle s'exprime par une loi empirique pour un matériau en couche épaisse :

$$k(T) = k_{300} \cdot \left(\frac{300}{T}\right)^n$$

Où T est la température absolue en kelvin, k_{300} est la conductivité thermique à 300 K, et n un coefficient sans dimension.

Les conductivités thermiques des semiconducteurs GaN et du SiC sont données dans le [tableau 2](#).

Matériaux	$k_{300} (W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1})$	n
GaN	170	1.44
SiC	390	1.49

Tableau 2 : Conductivité thermique à 300K et coefficient n pour le GaN et le SiC [6]

La conductivité thermique des alliages $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ dépend de la fraction x de l'aluminium comme montré dans la Figure 6. Cette dernière est orthotopique en regard de ces résultats.

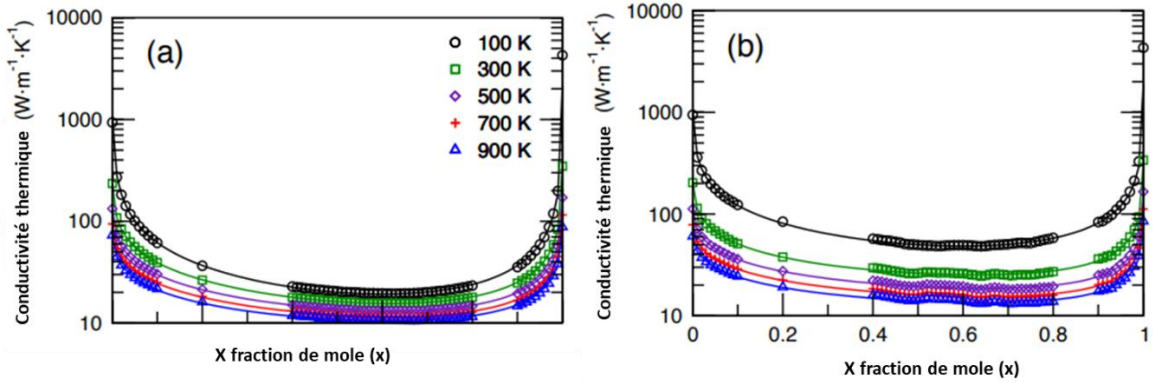


Figure 6 : La conductivité thermique de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ le long de la direction (a) axe x et (b) axe z de la wurtzite en fonction de la fraction molaire d'Al [7]

La conductivité thermique dépend également de l'épaisseur du matériau. La littérature propose plusieurs modèles permettant de calculer la conductivité thermique. Tous les modèles analytiques se basent sur la définition de la conductivité thermique du réseau (K), issue de la théorie cinétique et dérivée de l'équation de transport de Peierls-Boltzmann. Elle s'exprime par :

$$K = \frac{1}{3} \sum_i \int C(\omega, T) \cdot v_g^2(\omega) \cdot \tau_{eff}(\omega, T) \cdot d\omega \quad (I-6)$$

Sachant que $C(\omega, T)$ est la capacité thermique spécifique volumétrique, v_g est la vitesse de groupe des phonons et τ_{eff} est le temps total de temps de relaxation. Ces paramètres sont représentés par :

$$C(\omega, T) = \hbar \cdot \omega \cdot D(\omega) \left(\frac{\delta f_{BE}}{\delta T} \right) = \left(\frac{\hbar \omega}{T} \right)^2 D(\omega) \cdot e^{\frac{\hbar \omega}{k_B T}} \cdot \frac{1}{k_B \left(e^{\frac{\hbar \omega}{k_B T}} - 1 \right)^2} \quad (I-7)$$

$$v_g = \frac{\delta \omega}{\delta k} \quad (I-8)$$

Où k est le nombre d'onde, $\hbar$ est la constante de Planck, k_B est la constante de Boltzmann, $D(\omega)$ est la densité d'état des phonons et f_{BE} est la distribution de Bose-Einstein.

Un premier modèle est celui de Hua et Minnich [8] qui consiste à utiliser un modèle analogue de l'expression de Fuchs-Sondheimer [9] pour calculer la conductivité thermique :

$$K(L) = \int_0^{\omega_{max}} \frac{1}{3} \cdot C(\omega) \cdot v_g \cdot A(\omega) \cdot S(K_n(\omega), L) \cdot d\omega \quad (I-9)$$

$\Lambda(\omega)$ est le libre parcours moyen des phonons dans le matériau « bulk », K_n est le nombre de Knudsen. La fonction $S(K_n(\omega), L)$ est une fonction de suppression dépendant de l'épaisseur de la couche (L). La fonction $\Lambda(\omega)$ est calculée en utilisant des modèles ajustés :

$$\Lambda(\omega) = \vartheta_g \cdot \tau_{effmat}(\omega) \quad (I-10)$$

$$\tau_{effmat}(\omega) = \tau_{LI}^{-1} + \tau_{pd}^{-1} \quad (I-11)$$

Ces temps de relaxation sont associés à la diffusion Umklapp [10] pour τ_{LI} et la diffusion par défaut ponctuel [11] pour τ_{pd} .

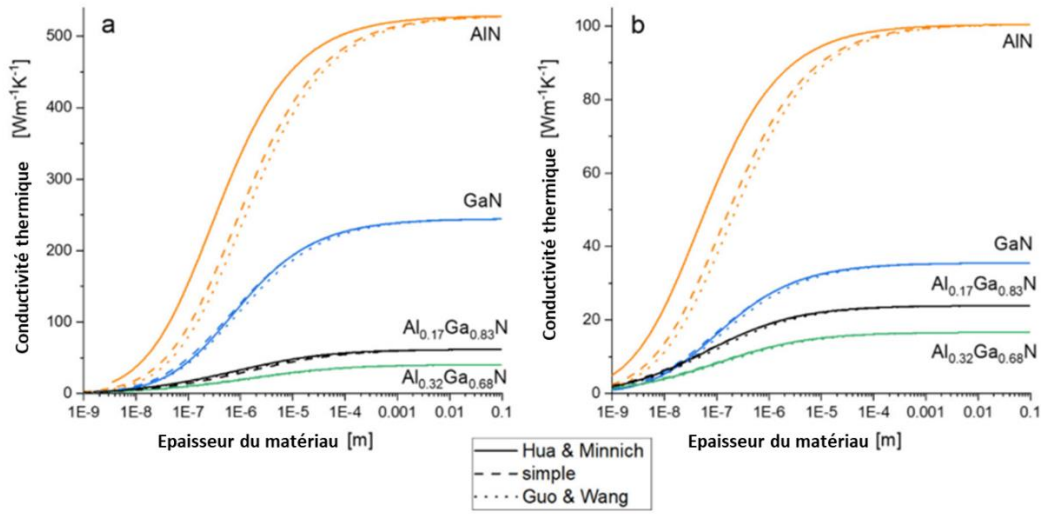


Figure 7 : La conductivité thermique du AlN (orange), GaN (bleue), Al_{0.32}Ga_{0.68}N (vert) et Al_{0.17}Ga_{0.83}N (noir) à (a) 300K et (b) 773K [12]

Le modèle simple dans la Figure 7 se base sur une équation issue de la théorie cinétique et dérivée de l'équation de transport de Peierls-Boltzmann. Le modèle de Guo Wang [13] dérive des équations hydrodynamiques des phonons. Cette figure montre la dépendance de la conductivité thermique par rapport à l'épaisseur du matériau utilisé. Dans le cas des transistors, l'épaisseur de l'AlGaAs est de quelques nm.

- **Bande interdite :**

La largeur de la bande interdite définit l'énergie minimale qu'un électron doit posséder pour passer de la bande de valence à la bande de conduction. Cette largeur décroît quand la température augmente. La relation entre la température et l'énergie de la bande interdite est décrite par [14] :

$$E_g(T) = E_g(0) - \alpha \cdot \frac{T^2}{T + \beta} \quad (I-12)$$

Où $E_g(0)$, α , β sont des paramètres propres au semi-conducteur.

La diminution de l'énergie du gap en fonction de la température est relativement faible pour les matériaux GaN et AlGa_N, ce qui indique que les conséquences de cette diminution sont minimales dans la plage dans laquelle les transistors fonctionnent.

Le [tableau 3](#) présente les valeurs des paramètres de l'énergie de la bande interdite des semiconducteurs GaN et de l'AlGa_N en fonction de la composition molaire en Aluminium.

Matériaux	$E_g(0)(eV)$	$\alpha (m.eV.K^{-1})$	$\beta (K)$
GaN	3.42	0.77	600
$Al_yGa_{1-y}N$	$3.42 + 2.86y + 0.62y(1 - y)$	$0.77(1 - y) + 1.79y - 2.15y(1 - y)$	$600(1 - y) + 1462y - 1561y(1 - y)$

Tableau 3 : Valeurs des paramètres physiques l'énergie de la bande interdite pour le GaN et l'AlGa_N [\[12\]](#)

- **Mobilité électronique :**

La mobilité est définie en physique des solides comme étant la mesure de la facilité de déplacement des particules chargées dans un matériau solide soumis à un champ électrique. La mobilité des électrons diminue avec l'augmentation de la température, elle est principalement limitée par le processus de diffusion de phonons optiques longitudinaux à des températures élevées [\[15\]](#). Elle se traduit par la formule :

$$\mu(T) = \mu_0 \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha} \quad (I-13)$$

La mobilité des électrons est aussi influencée par les porteurs résiduels, ces derniers ne doivent pas être ignorés à haute température, car la densité des porteurs résiduels augmente avec la température.

Les porteurs de charge sont localisés dans le canal (2DEG) dans l'interface de l'hétérostructure AlGa_N/GaN et les porteurs situés dans la couche tampon de GaN et la couche barrière d'AlGa_N (principalement situés dans le GaN) comme le montre la Figure 8.

Les calculs théoriques montrent que le gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) est toujours bien confiné dans le puits triangulaire, avec une propriété de transport 2D, même à 700 K. Toutefois, l'hétérostructure AlGa_N/GaN à forte teneur en Al est plus performante et le mécanisme dominant de transport des électrons est toujours 2D à 700 K [\[16\]](#).

La baisse de la mobilité et de la vitesse des porteurs en fonction de la température entraîne une décroissance du courant de drain, ce qui aura des conséquences significatives sur le fonctionnement du composant.

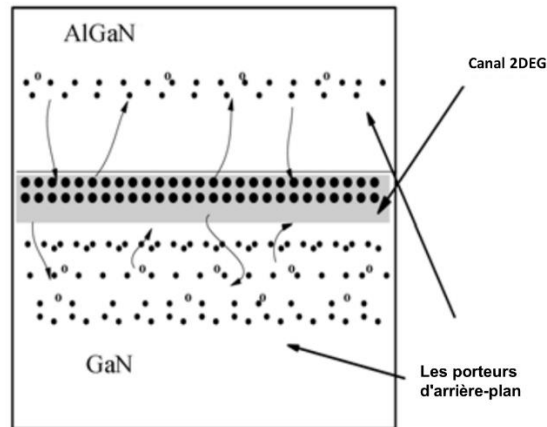


Figure 8 : schématique montrant les porteurs d'arrière-plan (dans l'AlGaIn et le GaN)

I.2.5. Topologie d'un transistor HEMT GaN

Les transistors à effet de champ HEMT GaN sont des composants à trois bornes qui se composent de trois électrodes nommées Source (S), Grille (G), et Drain (D), où la source et le drain sont des contacts ohmiques et la grille une électrode de contact Schottky. Les électrodes de source et de drain sont connectées à travers le canal conducteur 2DEG. Pendant le fonctionnement du dispositif, le courant I_d qui circule entre la source et le drain peut être contrôlé en appliquant une tension sur la grille. La Figure 9 présente la structure générale d'un transistor HEMT.

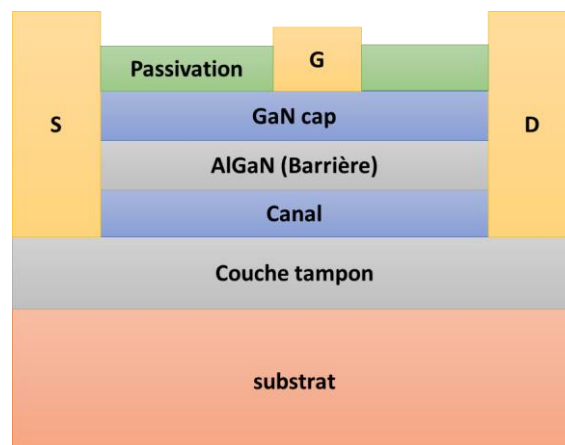


Figure 9 : Structure générale simplifiée d'un transistor HEMT

Pour un transistor HEMT AlGaIn/GaN, la couche supérieure est généralement une couche mince (2-3 nm) de GaN non dopée (GaN cap). Elle présente une hauteur de barrière Schottky supérieur à 1eV. Elle a pour but de réduire les courants de fuites et de stabiliser la surface de la barrière.

La couche d'AlGa_N (la barrière) se trouve sous la couche Ga_N cap, elle est non dopée et mesure entre (8-25 nm) d'épaisseur. Elle permet d'induire les électrons dans le canal (2DEG) et d'empêcher le débordement des électrons à forte énergie dans la barrière.

Sous la couche de la barrière AlGa_N, il existe une couche de Ga_N non dopée (couche nd) avec une épaisseur de (~ 1 µm) qui possède une bande interdite inférieure à celle de la couche barrière en AlGa_N. En raison de la grande différence de polarisation entre la barrière et cette couche de Ga_N, une fine couche de 2DEG (canal) se forme dans le HEMT en Ga_N avec une épaisseur allant jusqu'à quelques dizaines de nanomètres.

Le Ga_N Buffer ou la couche tampon est la couche de Ga_N située sous la couche nd mentionnée précédemment. Elle permet de réduire le courant de fuite parallèle et la capacité parasite entre les électrodes de source et de drain. La couche tampon peut être non dopée, dopée carbone ou fer en fonction de l'application souhaitée.

La partie inférieure de la structure est le substrat. Généralement, les matériaux utilisés sont soit du silicium (Si), ou du carbure de silicium (SiC) si l'on souhaite un matériau de plus forte résistivité électrique. Le substrat joue également un rôle important dans la dissipation de la chaleur du dispositif pendant le fonctionnement. Par conséquent, un substrat à haute conductivité thermique est préférable pour des applications de très fortes puissances. Le désaccord de réseau de maille entre le Ga_N et le substrat est de 3,6 %, 13,8 % et 17 % pour les substrats SiC, Si et Saphir respectivement [17] d'où le grand nombre de substrats SiC sur le marché. Ce choix permet également de minimiser la résistance de contact entre la couche Ga_N et le SiC

I.2.6. Impact de la température sur le transistor HEMT Ga_N

Le phénomène d'auto-échauffement et d'électrons « chauds » (de forte énergie) représentent les aspects majeurs qui affectent négativement les performances et la fiabilité du dispositif. Par conséquent, la compréhension des phénomènes de relaxation fondamentaux des porteurs chauds et de leurs distributions est cruciale pour les concepteurs des dispositifs électroniques.

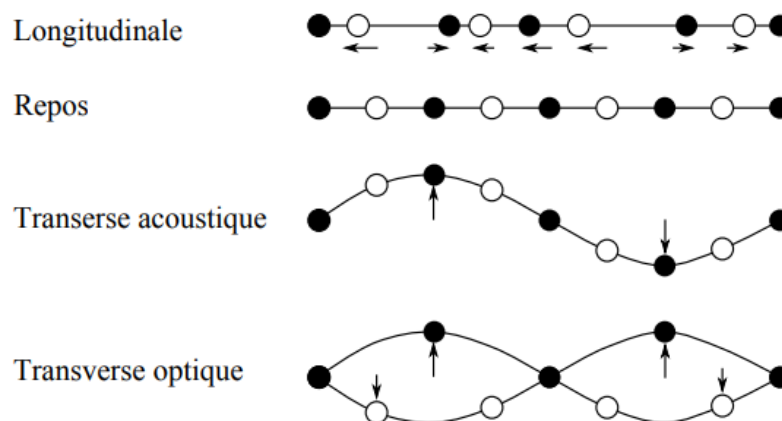


Figure 10 : Représentation des différents modes de vibration

La Figure 10 représente les différents modes de vibration des électrons dans un matériau.

La plus grande quantité de chaleur est évacuée par des électrons à grande vitesse interagissant avec le réseau cristallin du GaN. Il en résulte la génération de phonons Optiques Longitudinaux (OL) de haute énergie via l'interaction de Fröhlich. En effet, ce phénomène d'interaction de Fröhlich correspond à une interaction coulombienne entre les électrons et le champ électrique longitudinal généré par les phonons longitudinaux [18].

Cette génération de phonons longitudinaux est le mécanisme le plus important de la perte d'énergie des électrons dans le réseau GaN à faible intensité d'excitation. Les phonons longitudinaux possèdent une faible vitesse, et par conséquent, le transfert de l'énergie thermique se fait selon un mode de phonons qui ne contribue pratiquement pas à la conductivité thermique du réseau.

A grande intensité d'excitation, les phonons se décomposent en phonons acoustiques dont le déplacement est rapide. Ces phonons acoustiques contribuent largement à la conductivité thermique.

En raison de la grande différence de masse entre les atomes de Ga et de N, la décomposition des phonons OL en phonons acoustiques devient plus complexe. Le temps de désintégration des OL (~350 fs) est considérablement plus long que le temps nécessaire aux électrons pour se générer (~10 fs). Par conséquent, les phonons OL émis restent dans le canal jusqu'à ce qu'ils soient réabsorbés par les électrons ou se désintègrent en d'autres modes TA ou TO (Transverse Acoustique ou Transverse Optique).

Ce phénomène se traduit par un blocage des phonons lors du transport de chaleur dans les dispositifs GaN entre le drain et la grille là où le champ électrique est le plus élevé. Ce phénomène est appelé donc l'auto-échauffement.

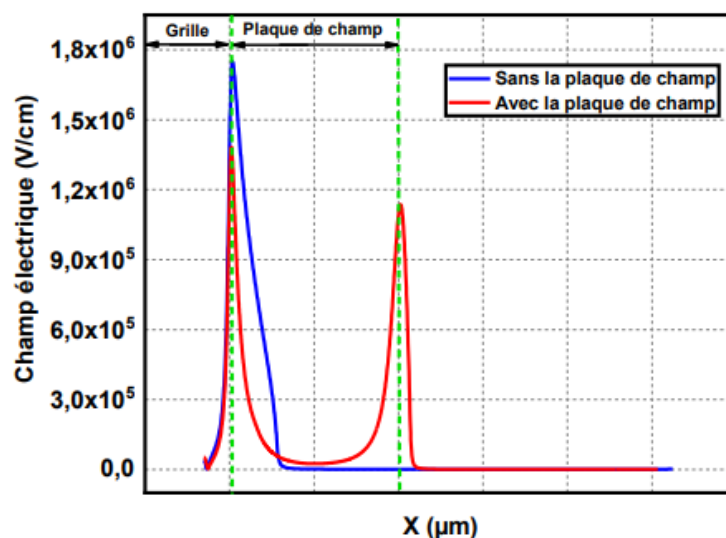


Figure 11 : Simulation du champ électrique dans le canal du transistor en utilisant Silvaco software, avec ou sans plaque de champ à 25 °C et pour $V_{dsq} = 30V$, $I_{dsq} = 50mA/mm$ [19]

Cela se traduit par une accumulation localisée de phonons OL non-équilibrés, ou phonons chauds, qui génère un point chaud intense dans le canal du transistor, comme le montre la Figure 12.

D'un point de vue macroscopique, le point chaud est dû aux conditions de polarisation élevées appliquées au transistor. Ainsi, un champ électrique élevé dans la structure du dispositif est induit et, en particulier, le champ électrique maximal est situé sur le bord de la grille côté drain comme le montre la Figure 11.

La Figure 11 montre l'impact de la plaque de champ sur le champ électrique dans le canal du transistor. Elle montre aussi que le champ électrique est maximal sur le bord de la grille côté drain. Ce champ électrique élevé entraîne la production d'une grande quantité de chaleur et d'un courant important dans la région du canal du dispositif.

La température du canal peut fortement augmenter au-dessus de la température ambiante suite à ce phénomène d'auto-échauffement.

Cette élévation de température engendre une modification des paramètres qui dépendent de la température, comme la bande interdite, la tension de seuil, la concentration des porteurs, la mobilité, ... La réduction de la mobilité due à l'augmentation de la température entraîne une diminution du courant et de la densité de puissance maximale ainsi qu'une augmentation du courant de fuite de la grille.

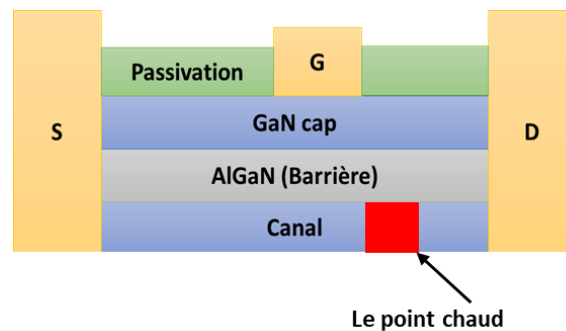


Figure 12 : Représentation de la structure d'un HEMT AlGaIn/GaN décrivant la localisation du point chaud

L'effet d'auto-échauffement est également visible sur les caractéristiques I-V. En effet, il est possible d'observer une diminution du courant I_{ds} aux forts niveaux de V_{ds} . Les températures excessivement élevées peuvent dégrader la stabilité des contacts de grille (Schottky) et des contacts ohmiques (source/drain) du transistor entraînant des défauts de matériaux, provoquant ainsi des défaillances du dispositif ou des problèmes de fiabilité.

1.2.7. Impact de la température sur le fonctionnement du transistor

Une augmentation de la température de fonctionnement des composants provoque une chute de la conductivité thermique des matériaux, de l'énergie du gap et de la mobilité des porteurs. Ce qui se traduit par une diminution du courant du drain pour des tensions V_{ds} élevées et une augmentation de la résistance R_{ON} . En conséquence, la puissance hyperfréquence à la sortie des transistors GaN décroît. De ce fait, une des contraintes limitatives du fonctionnement des HEMT GaN dans les applications de puissance micro-ondes est le phénomène d'auto-échauffement.

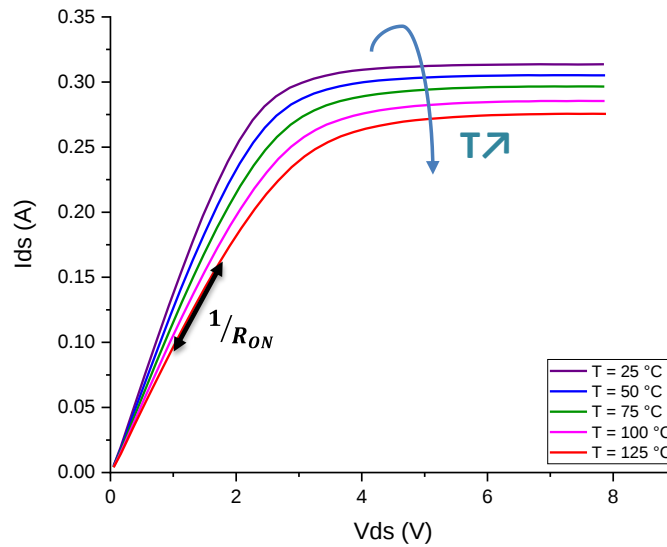


Figure 13 : Caractéristique I_{ds} - V_{ds} d'un transistor HEMT GaN à différentes températures

La Figure 13 décrit le phénomène d'auto-échauffement sur un transistor HEMT GaN, où l'on constate une diminution du courant I_{ds} et une augmentation de la résistance R_{ON} .

I.2.8. Théorie fondamentale sur le transfert de chaleur

Il n'est pas question ici de rédiger un long discours sur la théorie du transfert de chaleur, mais juste de rappeler quelques éléments pour la compréhension du lecteur. Le transfert de chaleur se manifeste quand une différence de température est présente dans ou entre des milieux solides ou fluidiques. Trois modes de transfert de chaleur sont possibles :

- **La conduction :**

La conduction résulte de "chocs" à l'échelle atomique et moléculaire, liée à la structure et à l'organisation du matériau. Elle se fait à travers le même support solide d'un point A à un autre point B dans le cas de la présence d'un gradient de température dans le même système. Dans ce cas, le processus de transfert d'énergie se fait de la zone ayant la température la plus élevée vers la zone ayant la température la plus basse. Dans le cas d'un milieu isotrope et homogène, le flux de chaleur par conduction est exprimé par la loi phénoménologique de Fourier [20] :

$$q_{cond} = -K(T) \cdot \nabla T \quad (I-14)$$

Le coefficient $K(T)$ étant la conductivité thermique, ∇T représente le gradient de température qui introduit un aspect spatial au problème.

- **La convection :**

Le transfert d'énergie se fait par le biais du déplacement du fluide (liquide ou gaz). La convection se produit par advection, diffusion ou les deux. La loi de Newton exprime l'échange du flux thermique entre la surface d'un solide et le fluide par :

$$\varphi_{conv} = h_c \cdot S \cdot (T_1 - T_2) \quad (I-15)$$

Avec h_c le coefficient de transfert, S la surface d'échange solide/fluide, T_1 la température de la surface d'échange et T_2 la température du fluide loin de la surface d'échange.

- **Le rayonnement :**

Le transfert de chaleur par rayonnement se réalise grâce aux ondes électromagnétiques et ne nécessite aucun support matériel pour se propager. Ces ondes dépendent de la température. Ce mode de transfert est décrit par la loi de Stefan-Boltzmann. Celle-ci se traduit par le constat que le flux radiatif émis par un corps idéal (noir), est proportionnel à la puissance quatrième de la température.

Remarque : Il faut rappeler que le transfert de chaleur est principalement réalisé par conduction dans les composants de puissance tels que les transistors HEMT GaN en raison de leurs petites dimensions.

I.2.9. Les paramètres thermiques à caractériser

La température est une caractéristique essentielle du rendement et de la fiabilité des dispositifs, circuits et systèmes électroniques. Par conséquent, la modélisation électrothermique est une étape nécessaire pour la conception optimale des dispositifs et des circuits. Les concepteurs doivent modéliser la température avec un modèle électrique afin de simuler le modèle complet du composant dans des logiciels tels que ADS.

De là vient la nécessité d'introduire des notions comme la résistance thermique et l'impédance thermique liant le domaine thermique à l'électronique.

- **La résistance thermique :**

Au même titre que la résistance électrique résiste au flux de courant en ohms, la résistance thermique résiste au flux de chaleur en degrés Celsius par watt. Cette résistance thermique permet la détermination de la température du composant connaissant la puissance dissipée.

En général, les modèles thermiques classiques sont basés sur le concept de la résistance thermique (R_{th}). Elle est définie par le rapport entre la puissance dissipée P_{diss} dans le transistor et la différence de température entre le point chaud (T) et la température de socle (T_0).

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{diss}} \quad (I-16)$$

En fonctionnement radiofréquence, la puissance dissipée dans le transistor s'exprime comme :

$$P_{diss} = P_{DC} + P_{in} - P_{out} \quad (I-17)$$

Avec P_{DC} la puissance dissipée en polarisation continue ($P_{DC} = V_{DS0} * I_{DS0}$), P_{in} la puissance RF appliquée à l'entrée du transistor et P_{out} la puissance RF à la sortie du transistor. La puissance dissipée diminue lorsque la puissance d'entrée RF augmente.

Comme indiqué précédemment, la conductivité thermique est non linéaire, et par conséquent, la température est elle aussi non linéaire en fonction de l'augmentation de la puissance dissipée appliquée. En effet, La température évolue de façon non-linéaire avec la puissance dissipée (P_{diss}). La résistance thermique n'est donc pas constante en fonction de la puissance dissipée.

- **L'impédance thermique**

L'impédance thermique caractérise la réponse thermique transitoire du système (dans le domaine temporel ou dans le domaine fréquentiel). Elle décrit une performance clé qui est utilisée pour estimer les différentes constantes de temps existantes dans un système et l'instant où le système atteindra l'état d'équilibre (tendre vers la valeur de la résistance thermique). Dans le cas de conductivités thermiques constantes, elle est souvent exprimée en électronique par la formule suivante :

$$Z_{th} = \sum_{i=1}^n R_{thi} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_i}}\right) \quad (I-18)$$

Avec R_{thi} étant les différentes résistances thermiques présentes dans le système et τ_{thi} représente les différentes constantes de temps existantes dans le système.

Mais il faut bien garder à l'esprit que cette représentation est bien loin de représenter l'expression analytique complexe de la température d'un système même simple [21], même si elle s'en approche pour peu que « n » soit suffisamment grand.

Ainsi, avec une analogie électrique-thermique, la réponse transitoire de la température peut être représentée par un circuit RC multi-cellules. Dans notre cas R représente la résistance thermique et C représente la capacité thermique qui se définit comme étant le produit de la chaleur massique du matériau, de sa densité et de son volume.

Il existe deux types de modèles pour représenter la réponse temporelle de la température [22]. Le modèle de Foster qui ne permet pas d'identifier directement le chemin du flux thermique, du fait des capacités thermiques entre les nœuds et le modèle de Cauer qui tient compte que des capacités entre les nœuds et la masse et représente une image discrète du flux thermique réel.

La Figure 14 montre la différence entre les deux modèles thermiques Foster et Cauer avec trois blocs RC pour chaque cas.

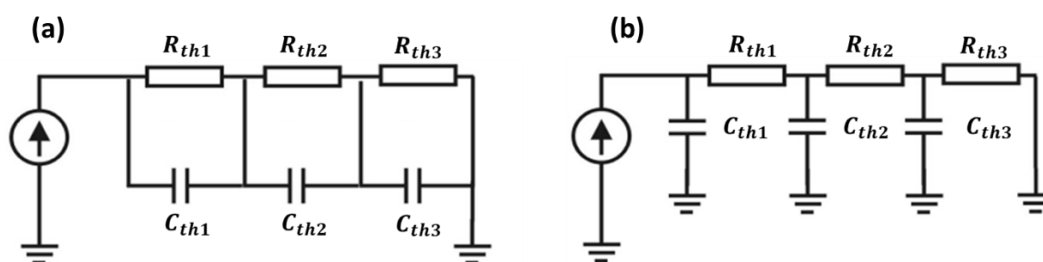


Figure 14 : Modèles thermiques (a) Foster (b) Cauer

I.3. Les solutions pour la détermination (d'extraction) de la température pour les composants de puissance

Plusieurs approches sont possibles afin de déterminer la température pour les composants de puissance. Chacune de ces méthodes présentent des avantages et des inconvénients.

Les premières solutions sont les méthodes de calculs analytiques et/ou numériques. En ce qui concerne les méthodes analytiques, il existe plusieurs modèles présentés dans la littérature, mais clairement elles ne sont applicables avec succès que très rarement. En effet, la valeur de la température est souvent sous-estimée par les résultats obtenus par les calculs analytiques suite aux simplifications et aux hypothèses inhérentes à ce type de méthodes. Par exemple : Ne pas tenir compte de l'aspect non-linéaire de la conductivité thermique des matériaux en fonction de la puissance dissipée, ou ne pas tenir compte de la structure entière du composant, prise en compte des conditions aux limites

Dans le cas de simulations numériques, la méthode des Eléments Finis domine le marché : ANSYS, ABAQUS, COMSOL..., pour citer les plus connus où Salome-Meca proposé gratuitement par EDF. Il est ainsi possible d'effectuer des simulations avec des matériaux orthotropiques, non linéaire en fonction de la température, en imposant les conditions initiales souhaitées. La géométrie de la structure peut être relativement complexe. Le temps de calcul qui peut devenir important en transitoire notamment peut être réduit en utilisant des solutions de calcul parallèle sur des serveurs de calculs adaptés. Cependant, la mise en œuvre de cette solution et la validité des résultats obtenus reposent sur la connaissance fiable des valeurs des paramètres physiques tels que les conductivités thermiques, les résistances de contact, le caractère isotropique ou non des matériaux, les conditions initiales... En effet, il a été montré précédemment que la conductivité thermique varie notamment avec la température, le dopage, et même l'épaisseur du matériau lorsque les dimensions de ce dernier deviennent inférieures au libre parcours moyen du matériau. C'est le cas pour les couches nanométriques qui composent le transistor HEMT GaN.

Alternativement, il existe également plusieurs méthodes de mesures développées par les chercheurs pour la caractérisation thermique des dispositifs intégrés à l'échelle du micron et du submicronique. Elles sont réparties selon trois groupes principaux : Méthodes par contact, méthodes électriques et méthodes optiques.

Un exemple de méthode par contact : Microscopie thermique à balayage (SThM), elle donne la température de surface du composant à l'aide d'une sonde électrique. Une des problématiques des mesures de cette méthode est la caractérisation de la résistance de contact de cette sonde.

Parmi les méthodes électriques, la méthode de mesure 3ω , donne la température moyenne sur tout le canal du transistor.

Et finalement les méthodes optiques portent sur la thermographie micro-Raman et thermoreflectance thermométrie. La spectroscopie Raman repose uniquement sur l'interaction qui permet au photon d'être absorbé par un électron. Elle donne une température moyenne volumique dans le semiconducteur. Pour la thermoreflectance, elle se base sur la variation de la réflectance d'un signal optique sur la surface afin d'obtenir une température surfacique.

Ce qui suit est un aperçu des techniques établies utilisées pour mesurer la température des structures intégrées avec une résolution spatiale de l'ordre du micron et du submicronique.

I.3.1. Méthodes analytiques

Comme rappelé en introduction, il est difficile de déterminer la température dans le canal du transistor avec précision par des expressions analytiques. Une des difficultés est la forme non-linéaire de la conductivité thermique $K(T)$ des semi-conducteurs comme expliqué précédemment. La supposition d'une conductivité thermique linéaire simplifie l'analyse, cependant l'erreur est considérable pour les HEMT GaN sur des substrats SiC ou Si. Une autre difficulté est la détermination exacte des valeurs des conductivités thermiques des semi-conducteurs. Ceci est dû aux méthodes de croissance des matériaux, aux différents niveaux de dopage utilisés, à l'épaisseur des matériaux lors des mesures de la conductivité thermique. Les valeurs mesurées de $K(T)$ présentent une grande dispersion.

Les solutions analytiques présentes dans la littérature concernent le calcul de la résistance thermique des structures simples, avec des simplifications et des suppositions pour simplifier le calcul, à savoir, une conductivité thermique constante, pas d'effet de résistance de contact, moins de couches,

Prenons l'exemple du modèle proposé par Masana [23]. Son modèle se fonde sur une extension de la diffusion de chaleur à angle constant 45° , et tient compte des dimensions de la puce et du substrat. La précision de son modèle se révèle inférieure de 10% à celle des solutions théoriquement précises basées sur des techniques de séries infinies pour la même structure.

Un deuxième modèle analytique basé sur la géométrie du dispositif et les paramètres physiques des matériaux, permettant de calculer la résistance thermique d'un transistor HEMT GaN multi-doigts a été proposé par Darwish [24] [25]. Ce modèle tient compte de l'épaisseur des couches du GaN et du substrat, de la longueur et de la largeur de la grille, de la conductivité thermique du GaN et du substrat. Le modèle HEMT désigne la couche de GaN comme la région I, tandis que le substrat est divisé en deux zones : les régions II et III. Les isothermes sont supposés être des cylindres circulaires, des sphéroïdes étendus et des cylindres elliptiques, dans les régions I, II et III, respectivement. En 2015, Darwish & al ont modifié le modèle précédent. Ils ont montré que la conductivité thermique non linéaire peut être prise en compte avec une transformation de Kirchhoff [26].

Bagnall [27] a proposé un modèle analytique de la distribution de la température dans une structure rectangulaire multicouche complexe comprenant une source de chaleur interne (entre les couches) et diverses conditions aux limites pour les interfaces. Ce modèle se base sur la résolution de l'équation de chaleur en régime permanent en utilisant les séries de Fourier et les relations récursives pour les coefficients de Fourier dans les couches adjacentes. Le modèle permet de déterminer la température à tous les nœuds de la structure. Il a été validé par une simulation FEM et une mesure par la méthode micro-Raman.

La fonction de Green permet également de résoudre l'équation de la chaleur. La difficulté avec cette méthode est que la solution devient rapidement très complexe pour des cas simples en une seule dimension (1D) [21]. Il est quasiment impossible d'obtenir un modèle analytique de toutes la structure du transistor avec cette méthode.

Pour conclure, les solutions analytiques et semi-analytiques sont souvent plus efficaces pour la compréhension des différents phénomènes, mais se limitent généralement à des géométries simples, des conditions aux limites uniformes et des valeurs de conductivité thermique plutôt constantes. Elle fournira un ordre de grandeur de la résistance thermique du dispositif.

I.3.2. Simulation numérique

De nombreux phénomènes physiques sont généralement décrits par des d'équations aux dérivées partielles, par exemple le phénomène thermique. Il est parfois impossible de résoudre ces équations analytiquement, d'où l'utilisation de la méthode des éléments finis (FEM) pour résoudre numériquement cette équation.

La simulation FEM se fait avec des logiciels connus tels que Salome-meca pour une simulation pure thermique, ANSYS ou Comsol pour une simulation électro thermique. Quel que soit le type du logiciel, le principe et les étapes du procédé de simulation restent les mêmes.

Dans un premier temps, la géométrie complète est dessinée dans le logiciel, en précisant les surfaces où seront appliquées les conditions aux limites telles que les sources de chaleurs, la température de la surface inférieure du dispositif ainsi que les valeurs des paramètres physiques des matériaux utilisés (conductivités thermiques, masse volumique et chaleur massique).

Ensuite, cette structure géométrique se voit donc fragmentée en un nombre fini d'éléments (maillage de structure). Dans le cas d'une structure 3D, trois types d'éléments sont envisageables (tétraédrique, hexagonal, parallélépipédique). Généralement, le parallélépipède est utilisé en raison de sa flexibilité. Il est nécessaire de veiller à la continuité de la maille entre l'interface des deux matériaux différents.

La complexité de la simulation numérique d'un HEMT GaN résulte principalement de la grande différence de taille entre les différents matériaux. Par exemple, pour la structure d'un transistor HEMT GaN, la dimension du matériau en z (l'épaisseur du matériau) est beaucoup plus petite que la dimension en x ou y ($z \ll xy$). Le substrat a une épaisseur comprise entre 70 et 100 μm tandis que l'épaisseur de la couche d'AlGaIn ou de GaN cap est de quelques nm. Le nombre de mailles nécessaires pour une simple simulation d'un transistor à deux doigts peut atteindre quelques millions de mailles, augmentant ainsi considérablement le temps de calcul.

La dernière étape consiste à choisir le type de simulation voulu, soit en régime permanent pour obtenir la cartographie thermique en fonction de la puissance dissipée appliquée, soit en régime transitoire afin d'obtenir l'impédance thermique.

La visualisation des résultats est assurée par le biais de l'interface graphique du logiciel utilisé. L'évolution de la température peut alors être observée à chaque incrément (maille). Il faut rester très prudent avec les résultats obtenus, car si la quantité de mailles est sous-estimée, les résultats obtenus seront faussés.

I.3.3. Méthodes expérimentales

I.3.3.1. Microscopie thermique à balayage (S_{Th}M)

La microscopie thermique à balayage (S_{Th}M) est une méthode de mesure quasi-non-destructive permettant la mesure de la température sur la surface de l'échantillon sous test à l'aide de sondes thermiques à éléments résistifs. La résolution spatiale est dépendante de la longueur caractéristique associée au transfert de chaleur entre la petite sonde thermique et l'échantillon à caractériser.

La pointe utilisée (rayon, taille, matériaux et état de surface), l'échantillon mesuré (matériaux, l'état de surface) et l'environnement lors de la mesure (gaz ou liquide, pression, humidité) sont des paramètres limitatifs lors de la mesure. Le rayon de la pointe limite la résolution spatiale et restreint également la quantité de chaleur transférée entre la pointe et l'échantillon. La conductivité thermique que présente l'échantillon a une influence considérable sur la sensibilité des mesures S_{Th}M. En effet, lors des mesures S_{Th}M réalisées sur des surfaces à forte conductivité thermique, le flux de chaleur véhiculé par la sonde S_{Th}M est plus important que pour les surfaces à faible conductivité thermique. Le milieu où est effectuée et menée la mesure avec la méthode S_{Th}M est cruciale pour les mécanismes de transfert de chaleur existants. L'état de la surface (échantillon, pointe de mesure) conditionne la présence de phénomènes physiques tels que la rugosité, qui entraîne une discontinuité des contacts entre la pointe et l'échantillon et fait varier la résistance de contact.

Il existe deux modes d'utilisation des sondes résistives, la méthode S_{Th}M passive qui est utilisée pour faire de la thermométrie et la méthode S_{Th}M active est utilisée pour caractériser les propriétés thermo-physiques des matériaux, et d'obtenir des images caractérisées de la conductivité thermique.

- **La méthode S_{Th}M-passive :**

Lorsqu'un flux de chaleur provenant d'un échantillon chaud atteint la sonde de mesure, il provoque une augmentation de la température. Cette élévation a pour conséquence une modification de la résistance électrique de la sonde de mesure (R_s). Elle s'exprime comme :

$$R_s(T) = R_{s0} \cdot (1 + \alpha \cdot \Delta T) \quad (I-19)$$

Avec $R_s(T)$ la résistance électrique de la sonde en fonction de la température, R_{s0} la valeur de la résistance électrique à une température de référence et α le coefficient de température.

Afin de mesurer cette résistance électrique de la sonde, un courant suffisamment faible est appliqué à la sonde pour éviter l'augmentation de la température par effet d'auto-échauffement pour ne mesurer que la température surfacique de l'échantillon.

- **La méthode SThM-active :**

Dans le cas de la méthode SThM active [28], un courant électrique important traverse la sonde de mesure, produisant un effet d'auto-échauffement important. La chaleur est transmise en partie à l'échantillon, suivant sa conductivité thermique. En mesurant la tension dans la sonde, il est possible de connaître la température de celle-ci. Cette dernière est liée à la conductivité thermique de l'échantillon.

En général, pour les méthodes de mesure thermique impliquant un capteur en contact, Il est indispensable de définir les différents transferts de chaleur qui se produisent dans le système pointe-échantillon.

Quand la sonde entre en contact avec un échantillon dans les conditions ambiantes, l'échange de chaleur entre la sonde et l'échantillon se fait à travers divers mécanismes. Il existe généralement quatre mécanismes : la conduction thermique au niveau du contact solide-solide, le transfert à travers le ménisque de l'eau, le transfert de chaleur de l'air ou du milieu extérieur et le rayonnement thermique comme le montre la Figure 15 [29].

Parmi les transferts de chaleur mentionnés auparavant, deux nécessitent un contact entre deux solides (la conduction thermique au niveau du contact solide-solide et le transfert à travers le ménisque de l'eau). En fonction de l'environnement, il est possible de supprimer certains transferts de chaleur. En effet, sous vide, l'air disparaît et donc le ménisque de l'eau est fortement réduit.

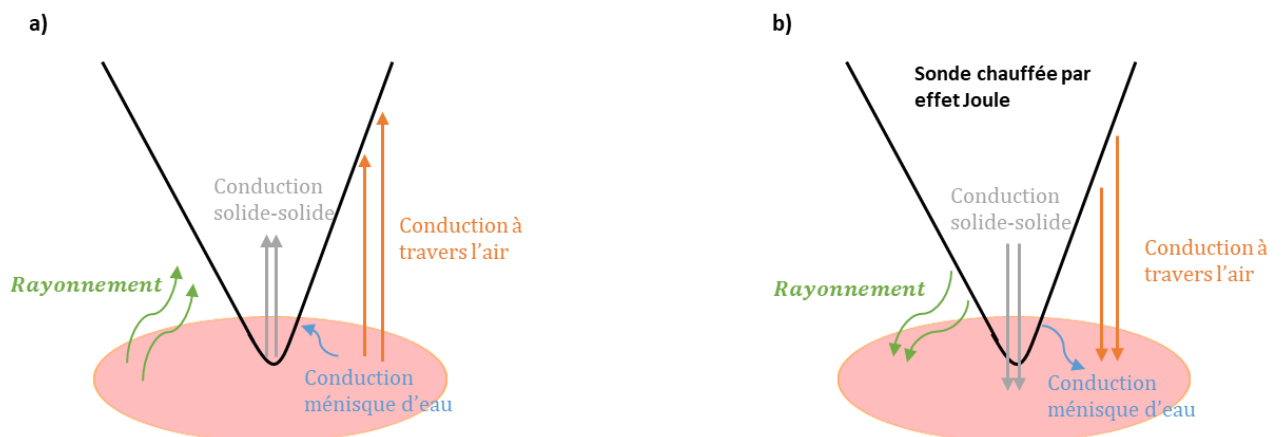


Figure 15 : Un diagramme schématisant les échanges de chaleur entre la sonde et l'échantillon (a) SThM passif (b) SThM actif

La Figure 16 montre que ces divers mécanismes peuvent être modélisés au moyen de quatre conductances thermiques parallèles.

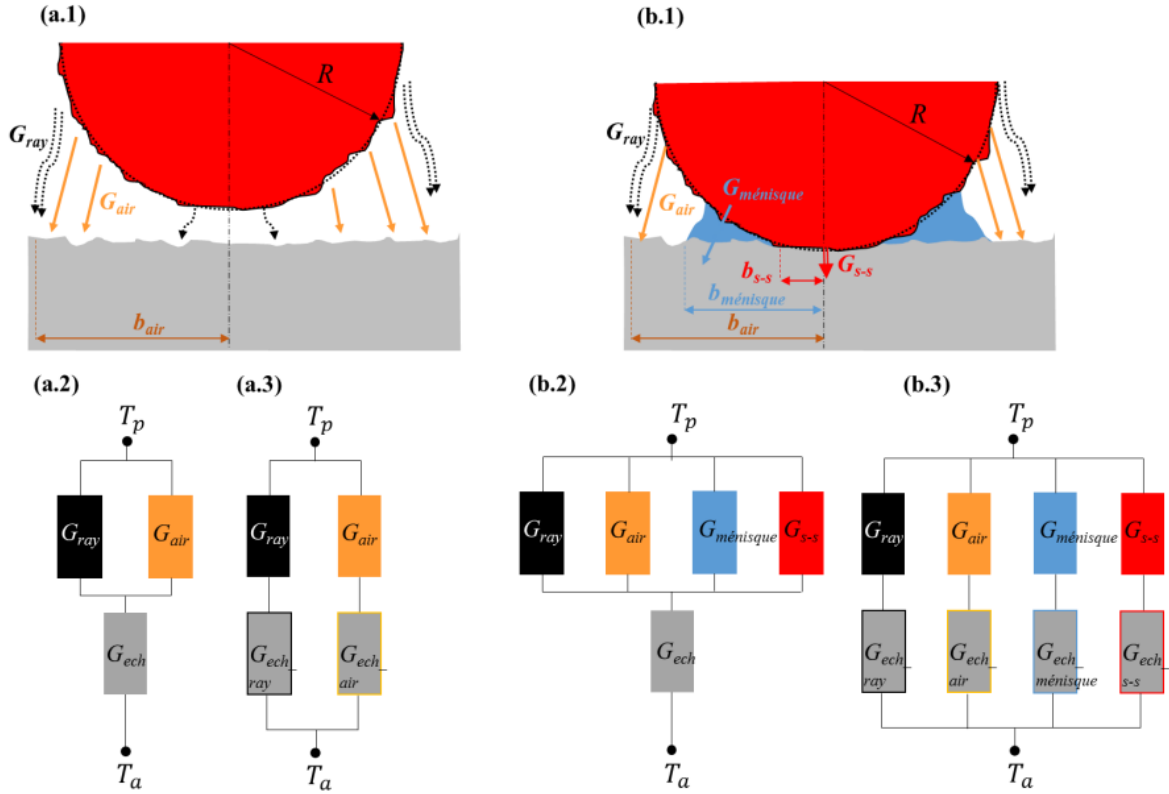


Figure 16 : Réseaux de conductance thermique équivalents entre une pointe SThM et un échantillon
(a) pointe sans contact (b) pointe en contact [29]

Il est possible de décrire la conductance thermique dans cet échantillon par deux moyens distincts selon les dimensions typiques correspondant à chacun des mécanismes.

Le premier cas, celui où l'impact de chaque mécanisme de l'échantillon serait équivalent, il est donc possible de simplifier le schéma équivalent de la conductance de l'échantillon comme le montre la Figure 16(a.2) et (b.2). Cette conductance s'exprime alors par la formule suivante :

$$G_{p-e} = \frac{1}{\frac{1}{G_{ech}} + \left(\frac{1}{G_{ray} + G_{air} + G_{ménisque} + G_{s-s}} \right)} \quad (I - 20)$$

Dans le cas inverse, Il est possible de dissocier les conductances thermiques de l'échantillon provenant de chaque milieu de transfert de chaleur comme le montre la Figure 16 (a.3) et (b.3). La conductance globale s'exprime comme :

$$G_{p-e} = \frac{1}{\frac{1}{G_{ray}} + \frac{1}{G_{ech_ray}}} + \frac{1}{\frac{1}{G_{air}} + \frac{1}{G_{ech_air}}} + \frac{1}{\frac{1}{G_{ménisque}} + \frac{1}{G_{ech_ménisque}}} + \frac{1}{\frac{1}{G_{s-s}} + \frac{1}{G_{ech_s-s}}} \quad (I - 21)$$

- **Transfert thermique dans l'échantillon :**

Pour exprimer la conductance thermique liée aux transferts de chaleur à l'intérieur de l'échantillon, il convient d'utiliser le modèle de Wexler [30].

$$G_{ech_X} = \frac{1}{\frac{\varphi}{4 \cdot k_{ech} \cdot b_x} + \frac{4}{3 \cdot \pi \cdot b_x^2} \cdot \frac{\Lambda_{ech}}{k_{ech}}} \quad (I - 22)$$

Où l'indice X peut définir le rayonnement, air, ménisque ou contact solide-solide, b_x représente le rayon thermique pour différents mécanismes de transfert, Λ_{ech} est le libre parcours moyen des phonons dans l'échantillon, k_{ech} définit la conductivité thermique de l'échantillon et φ est un paramètre qui dépend du rayon thermique et du libre parcours moyen des phonons. Ce paramètre s'exprime comme [31] :

$$\varphi = \frac{1 + 0,83 \frac{\Lambda_{ech}}{b_x}}{1 + 1,33 \frac{\Lambda_{ech}}{b_x}} \quad (I - 23)$$

- **Transfert thermique par conduction solide-solide :**

Dès que le contact physique entre la pointe de la sonde et l'échantillon est établi, le transfert de chaleur peut se faire à travers l'interface solide-solide. Le contact entre les deux est généralement modélisé comme un cercle formé par une sphère en contact sur une surface plane, le rayon de contact, b_{s-s} , étant estimé à l'aide de modèles de contact élastique [32]. Du fait de la différence de dispersion des phonons entre les deux matériaux en contact [33] [34], la conductance thermique de contact entre les deux interfaces solide-solide s'exprime comme :

$$G_{int} = \frac{\pi \cdot b_{s-s}^2}{R_{int}} \quad (I - 24)$$

Avec R_{int} est la résistance thermique d'interface entre les deux solides.

Toutefois, une telle approximation reste un peu artificielle, étant donné que rien ne prouve que la résistance thermique macroscopique de l'interface soit simplement proportionnelle à la surface de contact.

Plusieurs modèles peuvent être retrouvés dans la littérature afin de modéliser et calculer cette résistance thermique d'interface. Persson et al. [35] ont mis en place un modèle de transfert de chaleur phononique pour donner R_{int} lorsque la rugosité de l'interface de contact solide-solide est suffisamment petite pour être considérée comme une condition d'interface plate et lorsque la température à l'interface de contact est élevée. Dans le cas contraire, des effets

non classiques de transfert de chaleur doivent être considérés à la place du régime diffusif classique.

Il ne faut pas oublier la conductance thermique qui caractérise l'extrémité de la pointe (G_{apex}). Celle-ci dépend des paramètres physiques de la pointe. Il est possible de la calculer en utilisant le modèle de Wexler [30].

La conductance liée au contact solide-solide s'exprime alors par :

$$G_{s-s} = \frac{1}{\frac{1}{G_{apex}} + \frac{1}{G_{int}}} \quad (I - 25)$$

- **Transfert thermique par rayonnement :**

Comme la longueur des éléments étudiés est comparable à la longueur d'onde typique λ définie par la loi de déplacement de Wien (l'ordre de 10 μ m à température ambiante), il faut prendre en compte les phénomènes de rayonnement classique et de champ proche.

Le transfert de chaleur par rayonnement est considéré comme négligeable lorsque le travail se fait à température ambiante [36]. Quand la distance entre la pointe et l'échantillon est supérieure à la longueur d'onde de Wien, il est possible d'appliquer la loi de Planck pour décrire le transfert de chaleur par rayonnement. Dans le cas inverse, en raison de la domination des ondes évanescentes, le transfert de chaleur radiatif en champ proche se produit.

- **Transfert thermique par le ménisque de l'eau**

Quand le bout de la sonde entre en contact avec la surface de l'échantillon dans un milieu humide ou dans des conditions atmosphériques, un ménisque de l'eau se forme entre la pointe et l'échantillon. La dimension du ménisque est liée à divers paramètres : le matériau, l'humidité et la température. Assy et al [37] ont montré que la conductance thermique totale du ménisque est donnée par l'inverse de la somme des inverses de trois conductances (sonde-eau, interface eau-échantillon et conduction à travers le ménisque).

$$G_{ménisque} = \frac{1}{\frac{1}{G_{pointe-eau}} + \frac{1}{G_{eau}} + \frac{1}{G_{eau-échantillon}}} \quad (I - 26)$$

La conduction via le film d'eau peut être calculée [38] en utilisant les données de la Figure 17 :

$$G_{eau} = 2 \cdot \pi \cdot k_w \cdot R_a \cdot \int_0^\beta \frac{R_a \cdot \sin\varphi \cdot \cos\varphi \cdot d\varphi}{R_a(1 - \cos\varphi) + a} \quad (I - 27)$$

Où les termes k_w et β désignent respectivement la conductivité thermique et l'angle d'ouverture du ménisque et a est la distance entre le sommet de la pointe et l'échantillon.

Les deux conductances d'interfaces peuvent être déterminées en connaissant la conductance thermique par unité de surface.

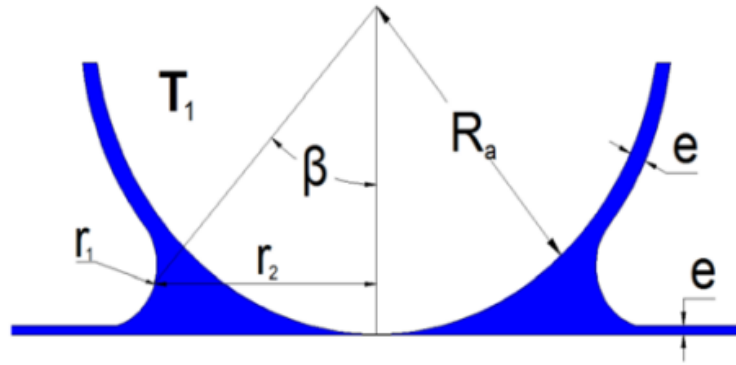


Figure 17 : Diagramme schématisé du ménisque lors du contact d'une sonde avec l'échantillon [35]

La difficulté de la mesure SThM repose sur la détermination des échanges thermiques qui peuvent avoir lieu dans un système. La réalisation des mesures en SThM sur un transistor GaN risque d'être très compliquée en raison de la structure complexe de la surface du transistor.

I.3.3.2. Méthode électrique 3ω

La méthode 3ω a été initiée par Corbino [39]. En 1912, il découvre la faible présence d'une composante de tension de troisième harmonique en appliquant un courant alternatif de fréquence ω . Cette méthode a été employée pour mesurer la chaleur spécifique d'un filament métallique utilisé dans les lampes à incandescence. Cahill & al [40] ont repris dans les années 1990 les travaux de Corbino et les ont également associés au développement d'une solution analytique pour un élément chauffant de largeur finie d'épaisseur infinitésimale. Il a ensuite utilisé la méthode 3ω pour mesurer la conductivité thermique d'un substrat diélectrique [41].

Dans la méthode 3ω , un fil métallique de dimensions connues est déposé sur le substrat à tester afin de faire office à la fois de source de chaleur et de thermomètre de mesure. La résistance électrique du fil métallique est linéaire en fonction de la température. Il est possible de l'écrire comme ci-dessous :

$$R(T) = R_0 \cdot (1 + \alpha \cdot \Delta T) \quad (I - 28)$$

Avec R_0 la résistance électrique à la température de référence, α est appelé coefficient de température de la résistance.

Quand le fil est traversé par un courant alternatif de fréquence ω ($I_{1\omega}(t) = I_0 \cdot \cos(\omega t)$), cela provoque un phénomène d'auto-échauffement par effet Joule dans le fil, donc proportionnel au carré du courant. La puissance dissipée s'exprime comme la somme d'une puissance continue (DC) et d'une puissance alternative (AC) à une fréquence de 2ω :

$$P_{diss}(t) = R(T) \cdot I_{1\omega}^2 = P_{DC} + P_{AC} \quad (I - 29)$$

Avec :

$$I_{1\omega}^2(t) = \frac{I_0^2}{2} \cdot (1 + \cos(2\omega t)) \quad (I - 30)$$

Le phénomène de chauffe provoque une élévation de température de second ordre dans l'échantillon puisque l'élévation de température est elle-même proportionnelle à la puissance dissipée. Cette propriété thermo-physique du matériau se traduit par :

$$T(t) = \Delta T_{DC} + \Delta T_{AC} \cdot \cos(2\omega t) \quad (I - 31)$$

Intéressons-nous maintenant à la variation de la différence de potentiel aux bornes de la résistance électrique. Cette résistance variable en température, $R(T)$, induite par $T(t)$, fournit l'oscillation de tension à la fréquence 3ω . En effet, en utilisant la loi d'ohm :

$$V(t) = R(t) * I_{1\omega} = [R_{DC} + R_{AC} \cdot \cos(2\omega t)] \cdot I_0 \cos(\omega t) \quad (I - 32)$$

Avec :

$$R_{DC} = R_0(1 + \Delta T_{DC}) \quad (I - 33)$$

$$\Delta T_{AC} = R_0 \cdot \alpha \cdot \Delta T_{AC} \quad (I - 34)$$

Le paramètre ΔT_{DC} représente l'élévation de la température par rapport à la température ambiante.

Le signal à la fréquence 3ω s'exprime par :

$$V_{3\omega}(t) = I_0 R_0 \left(\frac{1}{2} \alpha \Delta T_{AC} \right) \cos(3\omega t) \quad (I - 35)$$

Le signal à la troisième harmonique représente donc une image de la température du dispositif. L'amplitude de ce signal est de quelques μV seulement et se trouve à environ 80 dB en dessous de la fréquence fondamentale du signal.

Une nouvelle "méthode 3ω " a été développée au laboratoire XLIM afin de mesurer l'impédance thermique du transistor GaN HEMT [42].

Un banc spécifique a été développé afin de mesurer le signal 3ω qui est extrêmement faible. Un pont de Wheatstone composé d'éléments résistifs est utilisé afin d'éliminer le signal à la

fréquence fondamentale et augmenter la sensibilité de mesure du signal à la troisième harmonique.

Dans le but de limiter les effets de piégeage dans le transistor GaN, la polarisation choisie pour le transistor est $V_{gs0} = V_{ds0} = 0V$. Pour la mesure 3ω , il est nécessaire de travailler dans la zone linéaire du transistor, donc travailler avec sa résistance R_{ON} qui varie linéairement en fonction de la température. Par conséquent le transistor à mesurer peut-être remplacé par sa résistance électrique.

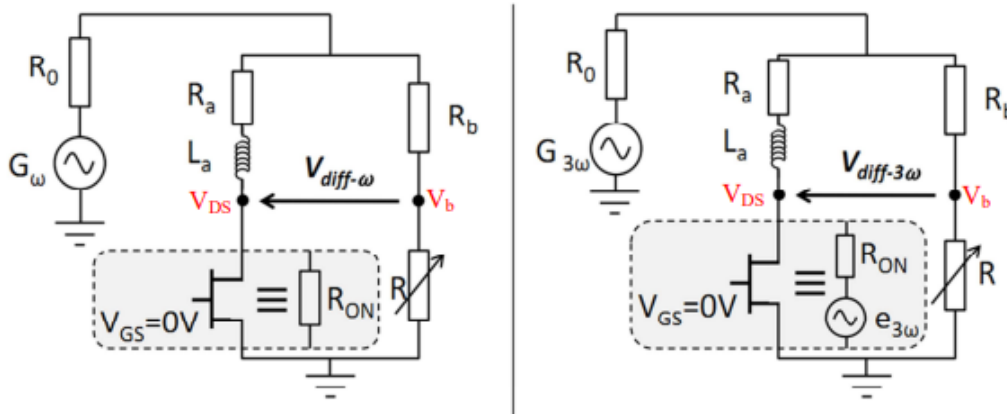


Figure 18 : Le schéma électrique du montage équivalent de la mesure 3ω (a) à la fréquence fondamentale (b) à la fréquence 3ω [43]

- **À la fréquence ω :**

Une seule source d'excitation est présente à cette fréquence de travail (G_ω). En utilisant le schéma électrique montré en Figure 18, la tension différentielle sur le pont de Wheatstone s'exprime comme :

$$V_{diff\omega} = V_{DS} - V_b \quad (I - 36)$$

Lorsque le pont de Wheatstone est équilibré, cela veut dire que la tension différentielle à la fréquence fondamentale tend vers 0.

- **À la fréquence 3ω :**

Deux sources de tension interviennent à la troisième harmonique (Figure 18). La première source d'excitation ($G_{3\omega}$) est liée à la distorsion harmonique du générateur utilisé pendant la mesure. La deuxième source d'excitation ($e_{3\omega}$) provient des oscillations thermiques du transistor à tester.

L'analyse repose sur le principe de superposition. Nous considérons d'abord la contribution de la source thermique ($e_{3\omega}$) et ensuite de la source de tension ($G_{3\omega}$). La tension différentielle à la troisième harmonique s'exprime comme :

$$V_{diff3\omega} = R_1 \cdot e_{3\omega} + R_2 \cdot G_{3\omega} \quad (I - 37)$$

Avec R_1 et R_2 des coefficients de transferts dépendant notamment des éléments du pont de Wheatstone.

En combinant l'équation de la température dépendante de la puissance dissipée et l'équation de la résistance R_{ON} dépendante de la température, il vient que :

$$R_{ON}(t) = R_{ON0} \left[1 + \alpha \left(Z_{TH} V_{ds\omega} \cdot I_{DS\omega} \left(\frac{1 + \cos(2\omega t)}{2} \right) \right) \right] \quad (I - 38)$$

Où Z_{TH} représente l'impédance thermique du composant : c'est-à-dire le coefficient de proportionnalité entre la variation de température et la variation de puissance.

En utilisant la loi d'Ohm, la tension de sortie aux bornes du transistor à la fréquence fondamentale ($V_{ds\omega}$) est donnée par :

$$V_{ds}(t) = R_{ON}(t) \cdot I_{DS\omega} \cdot \cos(\omega t) \quad (I - 39)$$

$$V_{ds}(t) = R_{ON0} \left[1 + \alpha \left(Z_{TH} V_{ds\omega} \left(\frac{1 + \cos(2\omega t)}{2} \right) \right) \right] \cdot I_{DS\omega} \cdot \cos(\omega t) \quad (I - 40)$$

A partir des équations précédentes, l'expression de l'impédance thermique s'exprime comme :

$$Z_{TH} = \frac{4 \cdot e_{3\omega}}{\alpha \cdot R_{ON0}^2 \cdot I_{DS\omega}^2} \quad (I - 41)$$

Avec α le coefficient thermique du transistor sous test.

Dans le cas idéal, l'expression de l'impédance thermique s'écrit comme :

$$Z_{TH} = \frac{4 \cdot V_{diff3\omega}}{\alpha \cdot \beta \cdot R_{ON0}^2 \cdot I_{DS1\omega}^3} \quad (I - 42)$$

En appelant β la fonction de transfert entre le signal différentiel à la troisième harmonique et les oscillations thermiques générés par le transistor entre les bornes Vds et Vb, cette dernière s'exprime comme :

$$\beta = \frac{(R_a(R_0 + R_b + R_{var}) + R_0 R_b)}{((R_b + R_{var}) \cdot (R_0 + R_{ON} + R_a) + R_0(R_{ON} + R_a))} \quad (I - 43)$$

La mesure 3ω est une mesure prometteuse qui permet d'obtenir non seulement la résistance thermique mais aussi l'impédance thermique, en faisant varier la fréquence du générateur entre 100Hz et 1MHz. Parmi les limitations de cette méthode de mesure, nous pouvons

indiquer la faible bande de fréquence des résistances du pont de Wheatstone qui limite la bande d'étude de l'impédance thermique ainsi que la précision des signaux à mesurer

Cette mesure, comme toutes mesures électriques, donne la valeur de la résistance thermique moyennée sur toute la longueur du canal du transistor et non la température la plus chaude.

I.3.3.3. Couplage des méthodes SThM et 3ω

Il est possible de coupler les deux méthodes de mesures présentées précédemment, SThM et 3ω pour augmenter la sensibilité de mesures et éliminer quelques problématiques en travaillant juste avec de la microscopie thermique à balayage.

Un générateur de signal alternatif délivre un courant à la fréquence ω . Comme la tension à la troisième harmonique est 80dB en dessous du signal à la fréquence fondamentale, un pont de Wheatstone a été introduit afin d'éliminer le signal fondamental et augmenter la sensibilité de mesure. Comme cela a été expliqué précédemment, le signal à la troisième harmonique est l'image du comportement thermique du composant, dans notre cas, l'image de la température mesurée par la sonde de mesure.

La Figure 19 montre le montage expérimental utilisé pour une mesure de température ou de conductivité thermique avec la méthode SThM- 3ω .

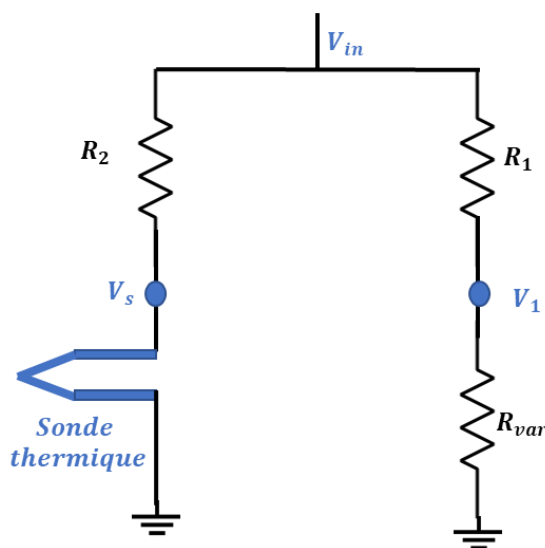


Figure 19 : Schéma du montage expérimental 3ω – SThM

Chaque sonde de mesure utilisée doit subir une procédure de calibration car elle présente un comportement électrique qui conditionne la réponse thermique et les signaux 3ω mesurés.

Puyoo et al. [44] ont proposé une description thermique du comportement de la sonde dans l'air, en mode hors contact et en mode contact. L'équation thermique de la sonde est la suivante :

$$\frac{\partial^2 T_{s2\omega}}{\partial x^2} - \left(\frac{h \cdot p_s}{K_s S_s} + \frac{2i\omega}{\alpha_s} \right) T_{s2\omega} + \frac{\rho \cdot I_0^2}{2 \cdot K_s S_s S_M} = 0 \quad (I - 44)$$

Où α_s est la diffusivité thermique de la sonde, K_s la conductivité thermique de la sonde, h représente le coefficient de transfert thermique de convection efficace dans l'air, p_s est le périmètre de la sonde, S_s la surface totale de la section transversale de la sonde, S_M la surface de la section transversale du film métallique de l'élément chauffant, ρ la résistivité électrique (Pd Figure 20) et I_0 l'amplitude du courant alternatif traversant la sonde.

Comme les effets de rayonnement sont négligeables en raison de la faible amplitude du courant alternatif [45], la conductance dans la zone de contact pointe-échantillon s'exprime comme :

$$G_{eq} = \frac{G_c \cdot G_e}{G_c + G_e} \quad (I - 45)$$

Avec G_c la conductance de contact entre la pointe et l'échantillon, G_e la conductance de l'échantillon mesuré.

Stéphane Lefèvre et al [46] ont exprimé la température moyenne mesurée où le comportement de la température correspond à celle d'un filtre passe-bas.

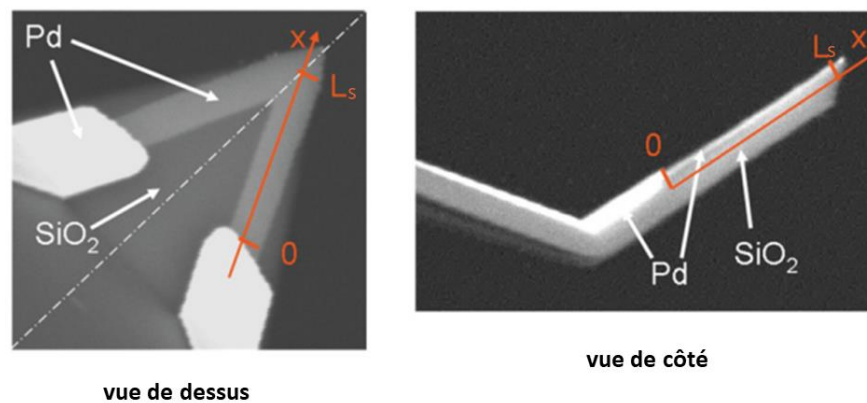


Figure 20 : Représentation d'un exemple de sonde de mesure [44]

La Figure 20 illustre une sonde de mesure avec les différents matériaux existants dans son extrémité.

La première étape de la mesure repose sur la calibration de la sonde de mesure utilisée. Le principe de cette calibration consiste à mesurer l'amplitude de la température $T_{s2\omega}$ en fonction de la fréquence lorsque la pointe est dans l'air. Ces données de mesures sont ensuite comparées aux prédictions de l'équation de la température lorsque la conductance équivalente G_{eq} tend vers zéro.

Cette méthode permet la calibration de la sonde, c'est-à-dire enlever la contribution de la pointe et de la résistance de contact sur la valeur de la température mesurée.

I.3.3.4. Thermométrie micro-raman

En 1928, C.V. Raman a découvert les diffusions inélastiques des photons lorsque ces derniers interagissent avec la matière [47]. Il a commencé par enregistrer le spectre d'une lampe au

mercure. Il obtint un spectre reproductible mais différent lorsque le benzène fut éclairé avec la même lampe.

La thermographie Raman est une technique de mesure microscopique faisant appel à un laser. Ce faisceau laser est focalisé à travers un objectif de microscope sur la zone d'intérêt. Au moment où le rayonnement incident heurte la surface, un photon peut être soit réfléchi, soit absorbé, soit transmis.

La spectroscopie Raman repose uniquement sur l'interaction qui permet à ce photon d'être absorbé par un électron ou, dans un cas bien moins probable, par un phonon. Ce faisceau laser se diffuse soit de manière inélastique pour émettre (processus de Stokes) ou absorber (processus anti-stokes) des phonons optiques. Ces diffusions inélastiques, appelées diffusions Raman sont basées sur la déformation des molécules sous influence d'un champ électrique déterminé par la polarisation des molécules du matériau [48] [49].

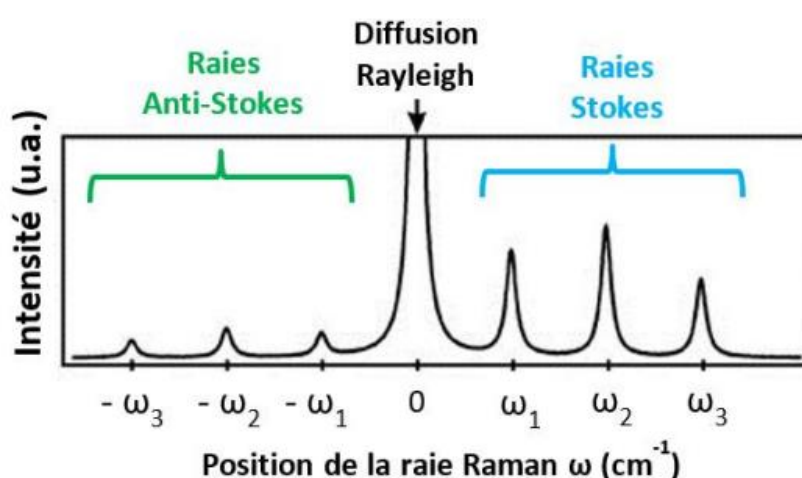


Figure 21 : Spectre de diffusion Raman [50]

Le spectre Raman peut fournir une multitude d'informations.

L'intensité de la bande contient une indication sur la polarisation de la liaison chimique et est proportionnelle à la concentration de l'espèce chimique étudiée. La largeur à mi-hauteur de la bande de diffusion donne l'information sur la qualité de la structure. À titre d'exemple, une largeur à mi-hauteur fine signifie que la molécule est ordonnée et présente une structure régulière [51]. Les informations fournies par le positionnement d'un pic de diffusion Raman indiquent le type de liaison chimique du matériau comme montré dans la Figure 21. Le déplacement de la bande de diffusion provient soit d'une variation de température, soit de contraintes mécaniques à un échelon macroscopique.

La Figure 22 montre le processus donnant naissance à la diffusion Stokes et anti-Stokes. Les diffusions de Stokes proviennent lorsque les liaisons chimiques absorbent l'énergie du photon incident $h\vartheta_0$ avec ϑ_0 la fréquence du photon incident. Par conséquent, les électrons passent de leur état initial à un état excité et libèrent de nouveaux photons avec une énergie plus faible ($h\vartheta_0 - h\vartheta_m$) [52].

Les diffusions anti-Stokes se produisent quand les électrons dans un état excité passent à un état excité secondaire (virtuel), puis repassent à l'état fondamental en émettant des photons avec une énergie plus importante ($h\nu_0 + h\nu_m$) [53].

Étant donné que le transfert d'énergie des photons dépend directement de celui des modes vibratoires des phonons, cette méthode donne la possibilité de mesurer les énergies vibratoires des phonons centrés dans le matériau.

Comme expliqué précédemment, la diffusion Raman reflète les variations des modes vibratoires des liaisons chimiques. Cette diffusion est sensible aux changements des modes vibratoires provoqués par des facteurs externes, tels que la température et le stress mécanique [54].

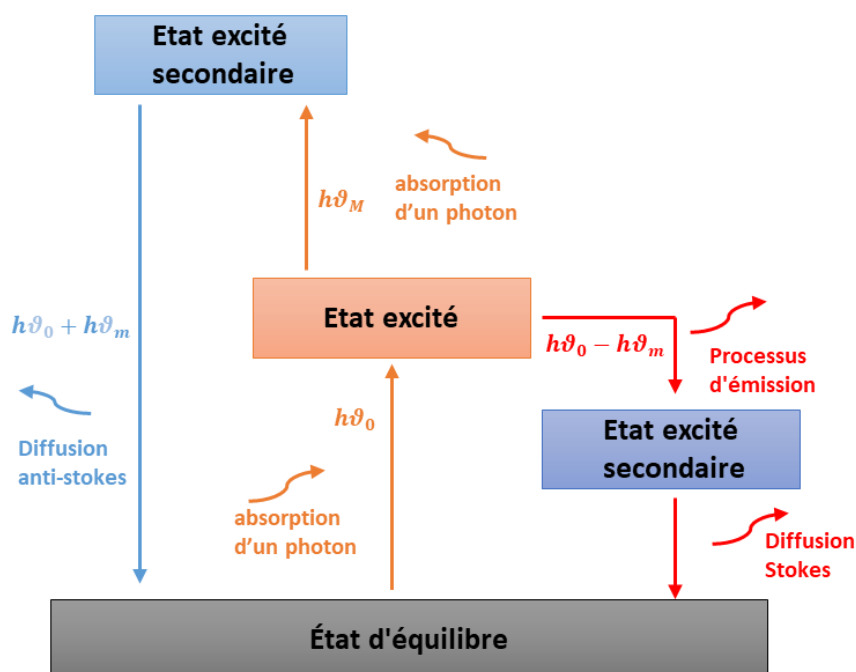


Figure 22 : Diagramme de l'énergie de la diffusion Raman dans lequel il existe trois types de processus séparés donnant naissance à la diffusion inélastique détectée

Lorsque le réseau est chauffé ou refroidi, le positionnement des atomes à l'équilibre est modifié, entraînant une dilatation ou un retrait du réseau et une variation des forces interatomiques causée par le caractère anharmonique des liaisons.

Ces variations des forces interatomiques modifient les fréquences de vibration des phonons qui se reflètent ensuite dans le décalage de la position du pic Raman. En complément de cette contribution volumétrique, les interactions entre les phonons entraînent également une augmentation du décalage de la fréquence [55]. Ce phénomène résulte du fait que la simple existence de ce phonon entraîne une modification de la distance entre les atomes d'un réseau. Cette variation de la distance d'équilibre provoque une modification des forces interatomiques. Suite à cette modification des forces interatomiques, la fréquence d'oscillation de ce phonon et d'autres phonons se verra modifiée, modifiant ainsi la fréquence de la diffusion Stokes et anti-Stokes.

La première méthode pour la mesure de la température est la mesure du décalage Raman des pics de Stokes. Le décalage en fonction de la température se traduit par l'expression suivante [56] :

$$\omega(T) = \vartheta_0 + A \left(1 + \frac{2}{e^{\frac{h\vartheta_0}{4\pi kT}} - 1} \right) + B \left(1 + \frac{3}{e^{\frac{h\vartheta_0}{4\pi kT}} - 1} + \frac{3}{\left(e^{\frac{h\vartheta_0}{4\pi kT}} - 1 \right)^2} \right) \quad (\text{I} - 46)$$

Avec h la constante de Planck, k la constante de Boltzmann, T la température absolue, A et B sont des constantes qui dépendent du matériau à mesurer [57]. Ces deux constantes sont adaptées afin de correspondre aux résultats d'étalonnage obtenus lorsque le dispositif est soumis à une température réglable.

Le décalage de la fréquence des phonons inclut à la fois les effets de la température et du stress mécanique. Par conséquent, en utilisant la méthode par décalage de pic pour déterminer la température de fonctionnement des HEMT AlGaIn/GaN, la température est sous-estimée et il faut prendre en compte non seulement les effets thermiques mais aussi tous les facteurs susceptibles d'affecter le spectre Raman.

La deuxième méthode pour extraire la température d'un spectre Raman se base sur la mesure de l'intensité relative des raies des processus Stokes et Anti-Stokes [58]. Conformément au principe d'équilibre thermodynamique, les diffusions de Stokes provenant d'un état initial inférieur ont une population plus importante que les diffusions anti-Stokes provenant d'un état supérieur. Ainsi, l'intensité des diffusions Stokes est plus importante que celles d'anti-Stokes. Le rapport entre l'intensité de Stokes et anti-Stokes donne l'expression suivante [59] :

$$\frac{I_s}{I_{as}} = \frac{\alpha_0 + \alpha_s}{\alpha_0 + \alpha_{as}} \left(\frac{\vartheta_0 - \vartheta_m}{\vartheta_0 + \vartheta_m} \right)^4 \exp \left(\frac{h\vartheta_m}{2\pi kT} \right) \quad (\text{I} - 47)$$

Les termes α_0 , α_s et α_{as} désignent l'absorbance en fonction de la fréquence du photon incident, de la fréquence de Stokes et de la fréquence anti-Stokes, respectivement.

Cette technique prend plus de temps puisque les parties Stokes et anti-Stokes du spectre doivent être mesurées afin de retrouver la température du composant. L'intensité des raies étant petite pour des matériaux comme le GaN ou le SiC du fait de leurs énergies de phonon importantes, les incertitudes de mesure peuvent s'avérer importantes.

Avec l'augmentation de la température, le nombre de phonons présents croît, cela favorise ainsi la possibilité que survienne un phénomène de diffusion. Cette possibilité accrue diminue la durée de vie des phonons, augmentant ainsi la largeur à mi-hauteur et permettant l'utilisation de cette largeur comme sonde de température. La troisième méthode de mesure de la température est donc le contrôle de l'évolution de la largeur à mi-hauteur. C'est une méthode alternative pour déterminer la température dans le cas de conditions de stress mécanique élevées.

La définition de la largeur de raie Raman Γ en fonction de la température est la suivante :

$$\Gamma(T) = C \left(1 + \frac{2}{e^{\frac{h\vartheta_0}{4\pi kT}} - 1} \right) + D \left(1 + \frac{3}{e^{\frac{h\vartheta_0}{4\pi kT}} - 1} + \frac{3}{\left(e^{\frac{h\vartheta_0}{4\pi kT}} - 1 \right)^2} \right) \quad (I - 48)$$

Sachant que C et D sont des constantes qui dépendent de chaque matériau.

Bien que la largeur à mi-hauteur dépende exclusivement de la température, elle est moins sensible aux changements de température que le déplacement Raman. Cependant d'après la littérature, les études sur le silicium ont montré la possibilité de faire appel à cette technique dans la mesure de la température [60] [61].

Les perturbations des phonons se manifestent dans le spectre Raman par des changements de la position du pic ($\omega(T)$), de la largeur à mi-hauteur ($\Gamma(T)$) et de l'intensité du pic (I_s), comme montré dans la Figure 23(a). L'étalonnage de la variation du rapport Stokes/anti-Stokes, du déplacement du pic et de l'élargissement de la largeur de raie en fonction de la température permet d'utiliser chacune des propriétés spectrales comme un thermomètre, comme montre la Figure 23 (b).

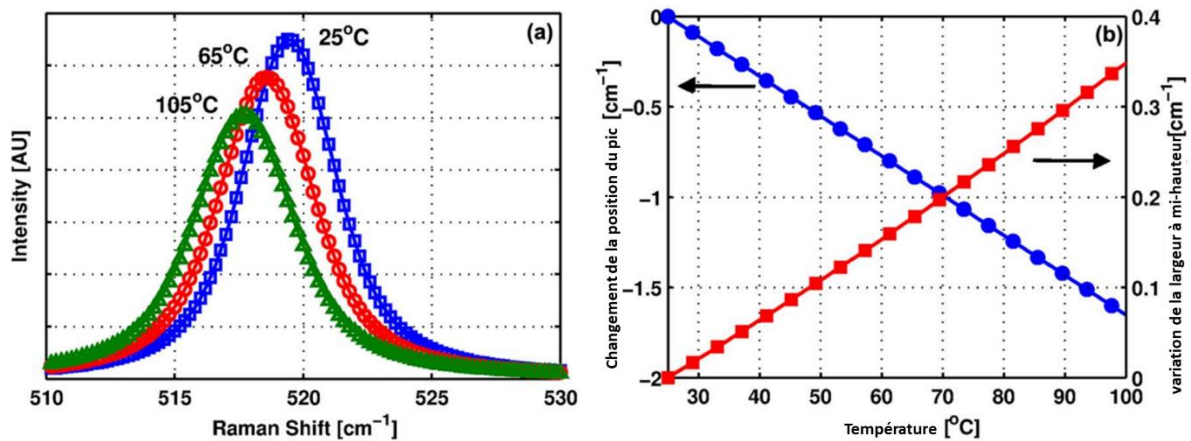


Figure 23 : (a) Spectre Raman du silicium à différentes températures (b) Position du pic et largeur à mi-hauteur en fonction de la température du silicium [61]

La résolution spatiale de la mesure micro-Raman dépend de l'objectif utilisé, en d'autres termes, l'ouverture numérique du système (ON). Celle-ci est définie par le biais du diamètre du spot laser (d) [62].

$$d = \frac{1,22\lambda}{ON} \quad (I - 49)$$

Avec λ la longueur d'onde du laser de mesure.

La profondeur de champ (P) peut être déterminée à partir de la longueur d'onde du laser et de l'ouverture numérique de l'objectif utilisé. Elle est généralement de l'ordre de 2 à 5 μm [61]. La profondeur de champ s'exprime numériquement par :

$$P \approx \frac{4\lambda}{ON^2} \quad (I - 50)$$

En pratique, il est constaté que la profondeur de champ varie également avec le grossissement de l'objectif. Le spectre Raman provient d'un volume couvrant la totalité de la profondeur des couches d'épitaxies du GaN (1-2 μm) avec un diamètre d'environ 1 μm . Par conséquent, la valeur de la température mesurée avec la spectroscopie Raman est **une température volumique moyenne**.

I.3.3.5. Thermographie infrarouge

Tout corps possédant une température supérieure au zéro absolu (0 K) émet un rayonnement électromagnétique dans le domaine de l'infrarouge. Ce rayonnement électromagnétique dépend de la température du matériau. Cette dernière est proportionnelle à ce rayonnement.

Pour mesurer la température par thermographie IR, il est nécessaire d'acquérir l'intensité du rayonnement thermique. Selon le principe du rayonnement thermique, un corps noir (un corps où la transmission et la réflexion est nulle) est considéré comme un objet idéal absorbant toutes les radiations incidentes et émettant un spectre continu ($M_0(\lambda, T)$) selon la loi de Planck.

$$M_0(\lambda, T) = \frac{2 \cdot \pi \cdot h \cdot c^2}{\lambda^5 \cdot \left(e^{\frac{h \cdot c}{k_B \cdot T \cdot \lambda}} - 1 \right)} \quad (I - 51)$$

Sachant que λ est la longueur d'onde du rayonnement (μm), h la constante de Planck (J.s), k_B la constante de Boltzmann (J.K^{-1}), c la vitesse de la lumière dans le vide et T la température (K).

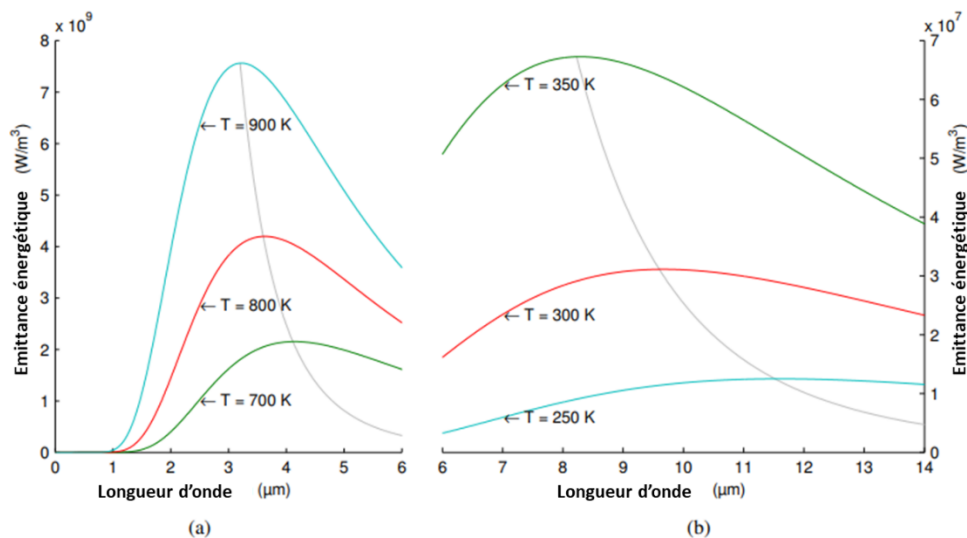


Figure 24 : Emittance énergétique d'un corps noir pour différentes valeurs de température (a) de 250K à 350K (b) de 700K à 900K [63]

La Figure 24 présente l'émittance énergétique d'un corps noir à différentes températures. Elle montre que plus la température est importante plus le rayonnement est important. La loi de Wien décrit la relation entre la valeur maximale de l'émittance pour chaque température et la longueur d'onde :

$$\lambda_{max} = \frac{0.0029}{T} \quad (I - 52)$$

La relation entre l'émittance du corps noir et la température est donnée par la relation de Stefan-Boltzmann en intégrant la relation (I-52) pour toutes les longueurs d'ondes. Elle s'exprime comme suit :

$$M_0(T) = \frac{2 \cdot \pi^5 \cdot k_B^4 \cdot T^4}{15 \cdot c^2 h^3} \quad (I - 53)$$

Cette formule donne la possibilité de déterminer la température d'un corps noir grâce à une mesure de l'émittance.

Étant donné que le corps noir existe en théorie mais pas dans la réalité, la formule (I-53) ne peut pas être utilisée pour établir une relation entre l'émittance et la température. Ainsi, pour le cas d'un corps réel, il faut introduire la notion d'émissivité d'un matériau. Elle s'exprime par la relation suivante :

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{M}{M_0} \quad (I - 54)$$

Une mesure de calibration est nécessaire afin d'obtenir la valeur de l'émissivité du matériau à mesurer.

En thermographie IR, l'intensité du signal IR est détectée au moyen d'un réseau de détecteurs sensibles aux IR. L'émissivité est par la suite mesurée pour chaque pixel (pour chaque matériau) à une température de socle connue. La cartographie de l'émissivité de la zone d'intérêt est ensuite utilisée pour déterminer la température à partir des données brutes d'intensité IR du dispositif sous tension [64].

I.3.3.6. La thermoreflectance

En 1982, Rosencwaig et Opsal ont été les premiers à utiliser la technique de thermoréflectance dans le domaine temporel. Ils ont utilisé la thermoréflectance picoseconde pour mesurer la diffusivité thermique de fils métalliques minces [65].

La thermoréflectance est une méthode optique sans contact basée sur la variation de la lumière réfléchie issue d'une onde lumineuse, sur la surface du composant en réponse à un changement de sa température. Lorsque le signal est réfléchi par une surface donnée, son amplitude et sa phase sont modifiées. Ces variations d'amplitude et de phase renseignent sur la température du composant.

I.3.3.6.1. Principe de la thermoreflectance

La modification de la fonction diélectrique complexe permet de comprendre les bases de la théorie de la thermoréfectance ($\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$). Les valeurs n (indice de réfraction) et k , (coefficient d'extinction) représentant généralement les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction complexe, s'expriment comme [66] :

$$n = \left(\frac{(\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2)^{\frac{1}{2}} + \varepsilon_1}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I} - 55)$$

$$k = \left(\frac{(\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2)^{\frac{1}{2}} - \varepsilon_1}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I} - 56)$$

Pour une incidence normale, la réflectivité du matériau s'exprime comme :

$$R = \frac{(n - 1)^2 + k^2}{(n + 1)^2 + k^2} \quad (\text{I} - 57)$$

La différence de réflectance est alors représentée par :

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{4(n^2 - k^2 - 1)\Delta n + 8nk\Delta k}{[(n + 1)^2 + k^2][(n - 1)^2 + k^2]} \quad (\text{I} - 58)$$

Ce rapport de réflectance peut aussi s'exprimer en fonction de la partie réelle et la partie imaginaire de la fonction diélectrique.

$$\frac{\Delta R}{R} = f(\varepsilon_1, \varepsilon_2)\Delta\varepsilon_1 + g(\varepsilon_1, \varepsilon_2)\Delta\varepsilon_2 \quad (\text{I} - 59)$$

Avec :

$$f = \frac{2 \cdot (n \cdot (n^2 - 3k^2 - 1))}{(n \cdot (n^2 - 3k^2 - 1))^2 + (k \cdot (3n^2 - k^2 - 1))^2} \quad (\text{I} - 60)$$

$$g = \frac{2 \cdot (k \cdot (3n^2 - k^2 - 1))}{(n \cdot (n^2 - 3k^2 - 1))^2 + (k \cdot (3n^2 - k^2 - 1))^2} \quad (\text{I} - 61)$$

Les coefficients f et g , dépendent de n et de k et par conséquent de l'énergie du photon.

La modification de la bande interdite (E_g) et le paramètre d'élargissement de la durée de vie des points critiques (Γ) produits par l'interaction avec les phonons et autres diffuseurs lors du changement de température s'exprime comme [67] :

$$\Delta\varepsilon = \frac{\partial\varepsilon}{\partial E_g} \frac{dE_g}{dT} \Delta T + \frac{\partial\varepsilon}{\partial \Gamma} \frac{d\Gamma}{dT} \Delta T \quad (\text{I} - 62)$$

Pour des matériaux semiconducteurs, il est possible de faire une approximation aux deux paramètres $\Delta\varepsilon_1$ et $\Delta\varepsilon_2$ comme suit [67]:

$$\Delta\varepsilon_1 \approx \frac{-1}{\Gamma} \cdot \left(\frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (\hbar\omega - E_0)^2} \cdot \frac{d\Gamma}{dT} - \frac{\Gamma \cdot (\hbar\omega - E_0)}{\Gamma^2 + (\hbar\omega - E_0)^2} \cdot \frac{dE_0}{dT} \right) \cdot \Delta T \quad (I - 63)$$

$$\Delta\varepsilon_2 \approx \frac{-1}{\Gamma} \cdot \left(\frac{\Gamma \cdot (\hbar\omega - E_0)}{\Gamma^2 + (\hbar\omega - E_0)^2} \cdot \frac{d\Gamma}{dT} + \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (\hbar\omega - E_0)^2} \cdot \frac{dE_0}{dT} \right) \cdot \Delta T \quad (I - 64)$$

Où E_0 est l'énergie inter bande au point critique et $\hbar$ représente la constante de Planck.

Dans le cas où le paramètre d'élargissement est considéré comme constant, la relation entre la fonction diélectrique et la température est obtenue par [68] :

$$\Delta\varepsilon = \frac{\partial\varepsilon}{\partial T} \Delta T \quad (I - 65)$$

Par ailleurs, l'équation du coefficient TR peut être obtenue en prenant une approximation de premier ordre de la relation entre le changement de température de la surface et le changement de réflectivité.

$$\frac{\Delta R}{R} = C_{th} \cdot \Delta T \quad (I - 66)$$

I.3.3.6.2. Thermoreflectance basée sur une caméra CCD

La technologie CCD est très attractive grâce à son grand nombre de pixels, son faible coût et sa disponibilité commerciale. La thermoréfectance basée sur une caméra CCD permet d'obtenir une image thermique en une seule fois en éclairant l'échantillon avec une diode électroluminescente (LED) focalisée par un objectif de microscope. De nombreuses techniques ont été mises en œuvre afin de mesurer la variation de la réflectivité. Dans la suite, nous allons discuter les fondements de ces méthodes.

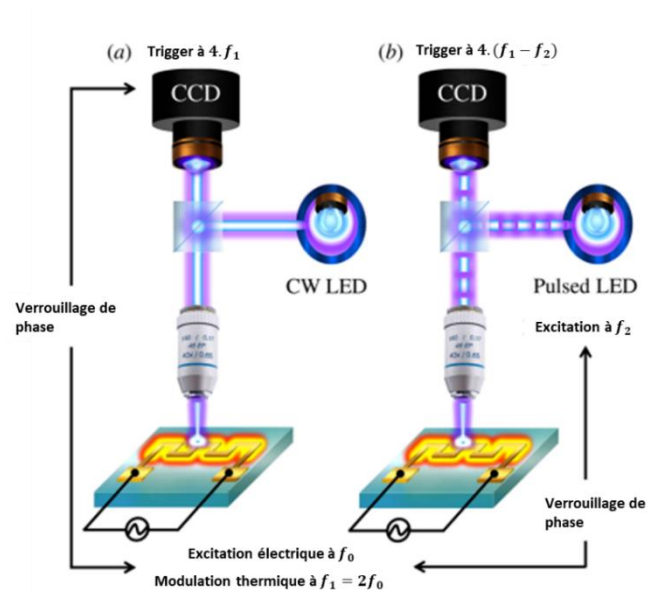


Figure 25 : Représentation schématique des techniques de thermoréfectance à base de CCD utilisant (a) la mesure homodyne et (b) la mesure hétérodyne [69].

La Figure 25 montre un schéma simplifié des deux techniques homodyne (Figure 25-a) et hétérodyne (Figure 25-b) qui seront présentées par la suite.

- **Mesure homodyne :**

En ce qui concerne la technique homodyne, la température de l'échantillon est modulée par le biais d'un générateur de signaux alternatif à la fréquence f_0 , dont la phase est verrouillée au signal de la caméra CCD, et l'éclairage de la LED est en mode d'onde continue (CW). Cette modulation de la température entraînera également une modulation de la réflectivité à la même fréquence f_1 . La réflectivité s'exprime alors par la relation suivante :

$$R(x, y, t) = R_0(x, y, t) + \Delta R(x, y, t) \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot f_1 t + \varphi(x, y) + \Psi) \quad (\text{I} - 67)$$

Où $\varphi(x, y)$ est le déphasage dû à la modulation thermique, Ψ est un déphasage arbitraire uniforme tenant compte de tout retard global entre le signal de modulation et le signal de déclenchement de la caméra [70], R_0 la réflectivité en mode continu de l'échantillon et ΔR est la variation de la réflectivité à la fréquence de chauffe. En commandant la caméra à une fréquence $f_c = 4 \cdot f_1$ et en utilisant un système de verrouillage à canaux multiples. Il est possible d'obtenir une image 2D qui représente la variation de la réflectivité modulée (ΔR). Le choix de la fréquence f_c permet à la caméra de prendre quatre images à chaque période d'excitation. Chacune de ces images correspond à l'intégration temporelle de $R(x, y, t)$ donnée par :

$$I_i = \int_{\frac{(i-1)T}{4}}^{\frac{iT}{4}} R(x, y, t) dt \quad (\text{I} - 68)$$

Avec i allant de 1 à 4 et T la période de la modulation thermique. Il est donc possible d'exprimer la variation de la réflectivité à la fréquence de chauffe, la réflectivité en mode continu de l'échantillon et le déphasage par les relations suivantes [71] :

$$\Delta R(x, y) = \frac{4 \cdot \pi}{T \cdot \sqrt{2}} \sqrt{(I_1 - I_3)^2 + (I_2 - I_4)^2} \quad (\text{I} - 69)$$

$$R_0(x, y) = \frac{2}{T} (I_1 + I_2 + I_3 + I_4) \quad (\text{I} - 70)$$

$$\varphi(x, y) + \Psi = \frac{2}{\pi} \cdot \arctan \left(\frac{I_1 + I_2 - I_3 - I_4}{I_1 - I_2 - I_3 + I_4} \right) \quad (\text{I} - 71)$$

La normalisation du signal modulé (ΔR) par le signal de la réflectivité en mode continu permet d'extraire le changement relatif de la réflectivité. Ce dernier s'exprime par :

$$\frac{\Delta R(x, y)}{R_0(x, y)} = \sqrt{2} \cdot \frac{\sqrt{(I_1 - I_3)^2 + (I_2 - I_4)^2}}{I_1 + I_2 + I_3 + I_4} \quad (I - 72)$$

Afin d'améliorer le rapport entre le signal sur bruit, le calcul de la moyenne doit être effectué sur plusieurs cycles.

La technique de thermoréfectance homodyne est adéquate pour l'obtention d'images thermiques à basse fréquence, puisque la fréquence de modulation de la température est limitée par la fréquence de la caméra CCD.

- **Mesure hétérodyne :**

Contrairement à la méthode homodyne, la méthode hétérodyne permet l'obtention de la température des composants à haute fréquence. Dans ce cas, la température de l'échantillon et la source lumineuse (LED) se voient modulées à des fréquences légèrement différentes f_1 et f_2 , respectivement comme le montre la Figure 25-b. Le flux de la LED s'exprime par :

$$\phi(t) = \frac{\Phi_1}{2} \cdot [1 + \cos(2 \cdot \pi \cdot f_2 \cdot t)] \quad (I - 73)$$

Le flux réfléchi vers la caméra est donné par la relation suivante :

$$S(x, y, t) = \frac{\Phi_1}{2} \cdot R_0(x, y, t) + \frac{\Phi_1}{2} \Delta R(x, y, t) \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot (f_1 - f_2) \cdot t - \varphi(x, y) - \Psi) \quad (I - 74)$$

Avec le même principe expliqué précédemment (mesure homodyne), la détection du signal réfléchi à la fréquence $f_1 - f_2$ se fait en déclenchant la caméra à la fréquence $4 \cdot (f_1 - f_2)$. Par exemple, pour un échantillon à caractériser à la fréquence $f_1 = 4 \text{ MHz}$, la LED est donc à la fréquence $f_2 = f_1 + 10 \text{ Hz}$. La caméra est alors à la fréquence 40Hz ce qui est facile à mettre en place.

Ces deux techniques permettent l'obtention de la température à basse fréquence pour la technique homodyne, et à haute fréquence pour la technique hétérodyne. L'information sur le régime transitoire de la température ne peut donc pas être obtenue avec ces deux techniques. Par la suite une technique transitoire sera présentée afin d'obtenir le transitoire de la température.

- **Mesure transitoire**

Dans le but de mesurer la température en régime transitoire, une approche dans le domaine temporel est mise en place par Maize et al [72]. Le signal d'excitation sinusoïdal et le signal d'illumination continue (LED) sont remplacés par un signal impulsionnel à faible rapport cyclique.

Trois paramètres indispensables pour la mise en place de la mesure en régime transitoire sont la largeur de l'impulsion de la LED, la largeur du signal électrique d'excitation et le retard temporel. La mesure transitoire se fait sur plusieurs cycles, en décalant le signal optique à l'intérieur du signal électrique d'une quantité temporelle appelée retard.

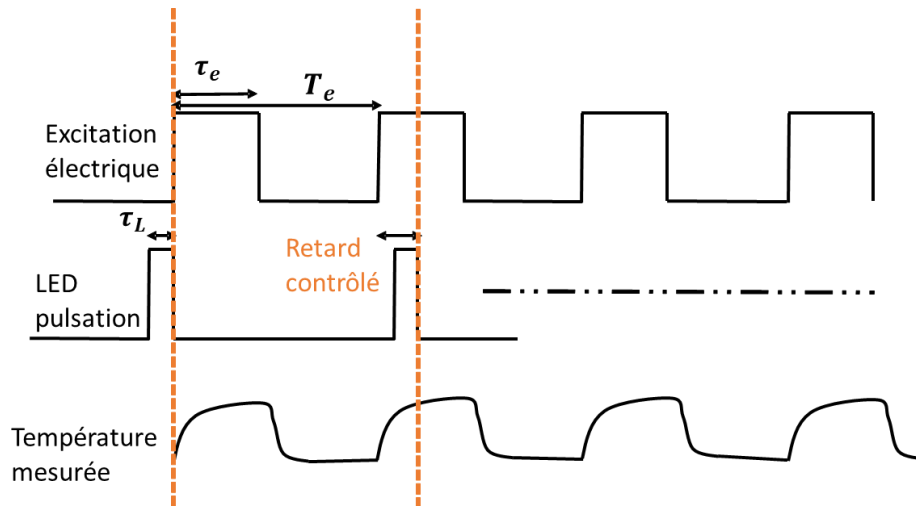


Figure 26 : Diagramme temporel d'un exemple de mesure transitoire par la méthode de thermoréfectance

La Figure 26 montre le diagramme temporel des trois paramètres nécessaires pour une mesure transitoire. La mesure à froid se fait avant le début de l'impulsion électrique et la mesure à chaud se fait alors à l'intérieur de la même impulsion.

Cette solution exige que le CCD soit soumis à chacune des impulsions de la LED. Par conséquent, la luminosité de la source lumineuse et la sensibilité, le temps d'exposition et la fréquence d'images de la caméra CCD doivent être très élevés. De plus, la fréquente exposition du CCD est susceptible de dégrader sérieusement la caméra, réduisant considérablement sa durée de vie. Cette technique sera utilisée par la suite afin de mesurer les composants de puissances (chapitre 3) dans l'idée de comprendre le transitoire de la température. En plus des méthodes présentées précédemment, deux autres techniques par thermoreflectance sont possibles permettant de mesurer la conductivité thermique des matériaux grâce à l'utilisation de deux lasers. Ces deux méthodes seront présentées par la suite.

I.3.3.6.3. La thermoreflectance dans le domaine temporelle (TDTR)

La méthode de thermoréfectance dans le domaine temporelle (TDTR) donne des renseignements sur les propriétés thermiques des matériaux (conductivité thermique,...) en couches minces.

Cette technique est principalement basée sur l'utilisation d'une sonde de pompage où deux faisceaux laser sont dirigés vers l'échantillon à partir de deux trajectoires différentes. Le faisceau de pompe a pour seul but de chauffer l'échantillon. Le deuxième faisceau (le faisceau sonde) permet de détecter le flux de chaleur introduit dans la surface par le faisceau pompe. Il est donc possible de remonter aux propriétés thermiques par une analyse appropriée de la diffusion de chaleur sur la surface du matériau. La Figure 27 montre un schéma simplifié du principe de fonctionnement de cette technique. Le faisceau de la pompe applique un flux thermique périodique sur la surface de l'échantillon et le faisceau de la sonde détecte le changement de température correspondant par le biais du changement de réflectance.

Cette méthode (TDTR) mesure la réponse de thermoréfectance en fonction du temps de retard entre l'arrivée des impulsions de la pompe et de la sonde sur la surface de l'échantillon.

Suite à la différence de temps entre le laser de la pompe et celui de la sonde, il est possible de mesurer la décroissance de la température après chaque impulsion.

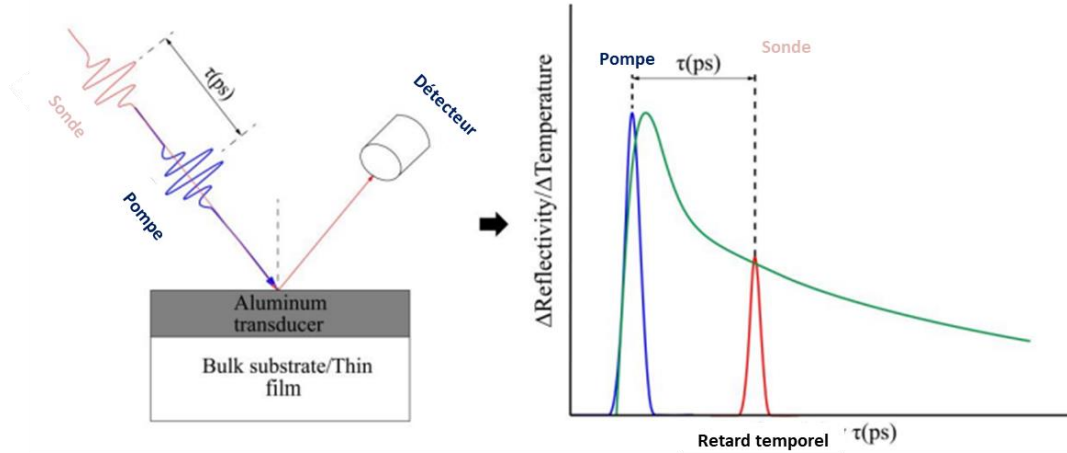


Figure 27 : Schéma de fonctionnement de la technique pompe-sonde pour la thermorélectance dans le domaine temporel à gauche. À droite, montre le changement de réflectivité correspondant du faisceau de la sonde tel que mesuré par le détecteur en fonction du temps de retard. [73]

Le but de la mesure est de trouver un paramètre thermique inconnu, tel que la conductivité thermique, d'une couche spécifique de l'échantillon. Cela se fait sous la forme d'ingénierie inverse, en ajustant les résultats de mesure avec un modèle thermique utilisant le paramètre inconnu comme paramètre d'ajustement.

Nous allons brièvement présenter le modèle théorique rapporté par Schmidt [74] et Cahill [75], afin de comprendre la procédure d'analyse utilisée pour une mesure TDTR.

Les impulsions du faisceau de pompe ayant une pulsation ω_s et modulées par une onde sinusoïdale à une fréquence de répétition ω_0 créent un flux de chaleur périodique $p(t)$. Ce dernier s'exprime par la relation suivante [76] :

$$p(t) = Q_0 \cdot e^{i\omega_0 t} \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta\left(t - \frac{2\pi i}{\omega_s}\right) \quad (I - 75)$$

Où Q_0 l'énergie absorbée par l'échantillon à mesurer. Une transformée de Fourier est appliquée à l'équation (I-70) afin de résoudre le problème dans le domaine fréquentiel.

$$\tilde{p}(\omega) = Q_0 \omega_s \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(\omega - i \cdot \omega_s - \omega_0) \quad (I - 76)$$

La réponse de la température surfacique dans le domaine fréquentiel est le produit de l'apport de chaleur ($\tilde{p}(\omega)$) par la réponse fréquentielle de l'échantillon ($\tilde{h}(\omega)$). Cette réponse se présente comme suit :

$$\tilde{\theta}(\omega) = \tilde{p}(\omega) \cdot \tilde{h}(\omega) \quad (I - 77)$$

La fonction complexe $\check{\theta}(\omega)$ décrit la réponse de l'échantillon dans le domaine fréquentiel. Cette fonction dépend de la conductivité thermique du substrat et de la conductance de l'interface de l'échantillon [77].

En général, la sonde de mesure provient du même laser que la pompe et peut être approximée à un train d'impulsions à la même fréquence de répétition du laser, avec un retard par rapport aux impulsions de la pompe.

$$p_i(t) = Q_i \cdot \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \delta\left(t - \frac{2\pi m}{\omega_s} - \tau\right) \quad (\text{I} - 78)$$

Où Q_i l'énergie de l'impulsion incidente à la surface de l'échantillon et τ représente le temps de retard contrôlée afin de mesurer la température de la surface.

Dans le domaine fréquentiel, L'expression (I-78) devient :

$$\tilde{p}_i(\omega) = Q_i \cdot \omega_s \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \delta(\omega - m \cdot \omega_s) e^{-im\omega_s\tau} \quad (\text{I} - 79)$$

Dans le domaine fréquentiel, le signal du faisceau de sonde réfléchi est proportionnel à la réponse de la température de la surface et peut ainsi être exprimé comme une convolution de la réponse de la température et du faisceau de sonde incident. Le signal réfléchi s'exprime par la relation suivante :

$$\widetilde{p}_r(\omega) = \frac{\alpha}{2\pi} (\check{\theta}(\omega) * \tilde{p}_i(\omega)) \quad (\text{I} - 80)$$

Avec α le coefficient de thermoreflectance du transducteur métallique (Figure 27-a) à la longueur d'onde du faisceau de la sonde.

Le signal réfléchi est donc capturé par un détecteur. Il est ensuite enregistré par un amplificateur à verrouillage. Il s'exprime par la relation suivante :

$$Z(\tau) = X(\tau) + i \cdot Y(\tau) \quad (\text{I} - 81)$$

Où $X(\tau)$ la partie réelle et $Y(\tau)$ la partie imaginaire du signal mesurée à un retard de temps τ .

L'équation (I-81) peut aussi s'exprimer par [76] :

$$Z(\tau) = \frac{\alpha \cdot Q_i \cdot Q_0 \cdot \omega_s^2}{4\pi^2} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \check{h}(k\omega_s + \omega_0) e^{ik\omega_s\tau} \quad (\text{I} - 82)$$

Il est donc impératif de calculer la réponse fréquentielle de l'échantillon ($\check{h}$) afin d'ajuster les résultats de mesures avec la formule (I-82) en faisant varier le paramètre à caractériser. Un exemple de calcul de la fonction fréquentielle d'un échantillon à caractériser peut se trouver [78] [79].

Cette technique présente une haute résolution temporelle (quelques centaines de picosecondes (MHz)). Cependant, la mesure est très complexe et la précision de mesure est généralement limitée à quelques pour cent en raison des incertitudes liées aux nombreux paramètres expérimentaux

I.3.3.6.4. La thermoreflectance dans le domaine fréquentiel (FDTR)

Tout comme la thermoreflectance dans le domaine temporel, la thermoreflectance dans le domaine des fréquences (FDTR) est une technique basée sur l'utilisation d'une sonde à pompe. Elle a été mise en œuvre afin de déterminer les propriétés thermiques des matériaux des couches minces sur une large gamme de fréquences. De la même façon que précédemment, le faisceau de la pompe chauffe périodiquement la surface de l'échantillon à une fréquence f_0 , et le faisceau de la sonde mesure la réponse thermique par un changement proportionnel de la réflectivité de la surface.

Contrairement à la TDTR, la FDTR fait généralement appel à deux sources laser à diode à ondes continues différentes.

La FDTR permet de mesurer le retard de phase entre le flux thermique périodique de surface imposé par la pompe et la température de surface sur une large gamme de fréquences de chauffage. Comme l'analyse du transfert de chaleur est similaire qu'avec le TDTR, Il est possible d'ajuster le signal mesuré avec l'équation (I-82) où le retard temporel est constant. La différence entre les deux est sur l'expression de la fonction fréquentielle de l'échantillon. Ainsi, l'équation (I-82) devient :

$$Z(\omega_0) = \gamma \check{h}(\omega_0) \quad (I - 83)$$

Où γ est un paramètre qui dépend de la puissance du faisceau de pompe et de sonde, la réflectivité, ... [80].

La phase du signal mesurée est ensuite ajustée avec la phase du signal théorique extraite de l'équation (I-78) afin d'obtenir l'information sur le paramètre à mesurer.

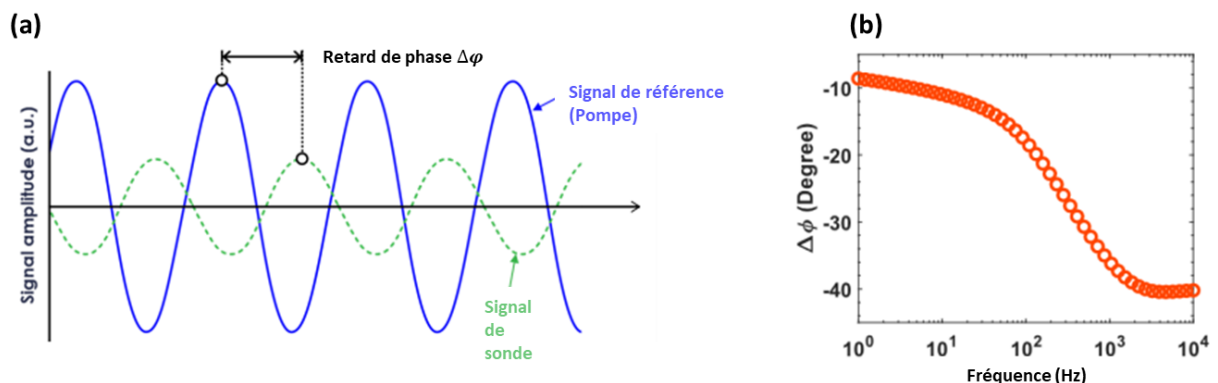


Figure 28 : (a) Schéma représentatif du signal du faisceau de pompe et de sonde avec le retard de phase (b) Exemple de résultats de mesure de la méthode FDTR [81]

La Figure 28-a montre un exemple de signal de pompe et de sonde avec le retard de phase entre ces deux signaux. La Figure 28-b montre un résultat de mesure de la phase en fonction de la fréquence, qu'il faut par la suite ajuster avec l'équation (I-78).

L'avantage de cette méthode par rapport à la TDTR est la possibilité de rendre moins complexe le montage de la mesure associée à un étage de retard mécanique et le coût élevé d'un système laser ultra rapide et une bonne sensibilité pour les films minces submicroniques

I.3.3.6.5. Discussion sur les différentes techniques de thermoreflectance

Dans la section précédente, différentes méthodes de thermoréfectance ont été présentées, trois méthodes permettant de mesurer la température en présence d'un signal électrique (homodyne, hétérodyne et transitoire). Pour les deux méthodes (homodyne et hétérodyne), la mesure se fait en régime permanent, soit en basse fréquence (homodyne) ou à haute fréquence (hétérodyne). La mesure transitoire, qui va par la suite être choisie pour mesurer les composants de puissance, elle permet d'obtenir l'information sur le transitoire de la température lorsqu'une impulsion électrique est appliquée sur l'échantillon à mesurer avec une résolution temporelle de 50ns.

Les deux dernières méthodes (TDTR et FDTR) permettent d'obtenir l'information sur les paramètres physiques d'un matériau à caractériser. Par exemple, la conductivité thermique.

I.3.3.6.6. Processus de la mesure avec la méthode transitoire

Cette méthode de thermoreflectance se base sur la réflexion d'un signal optique dans le domaine visible afin de remonter à l'information de la température.

- **Processus d'étalonnage**

Dans la mesure par thermoréfectance, la principale étape consiste à déterminer la longueur d'onde optimale donnant la valeur du coefficient de thermoreflectance C_{th} maximale pour une surface ou un matériau donné, et ce, afin d'augmenter la sensibilité de la mesure. Par exemple, en travaillant avec une longueur d'onde qui donne un $C_{th} = -1.10^{-5}$ la température mesurée sera largement sous-estimée et peu précise.

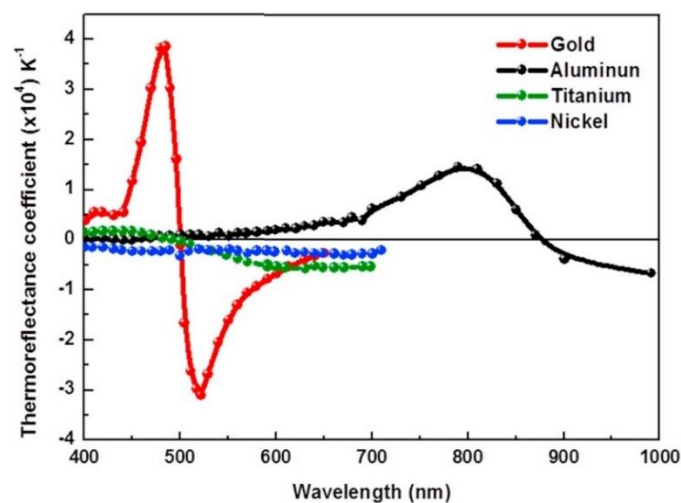


Figure 29 : Coefficient de thermoreflectance pour différents matériaux en fonction de la longueur d'onde d'illumination [82]

Avec C_{th} le coefficient de calibration de thermoreflectance. Ce dernier dépend de la longueur d'onde utilisée, de la surface du matériau mesurée, de l'angle d'incidence, de l'épaisseur des couches, de la rugosité des couches et de l'ouverture numérique des objectifs [69] comme montré dans la Figure 29. Ce paramètre est constant sur une large plage de température allant jusqu'à 120°C.

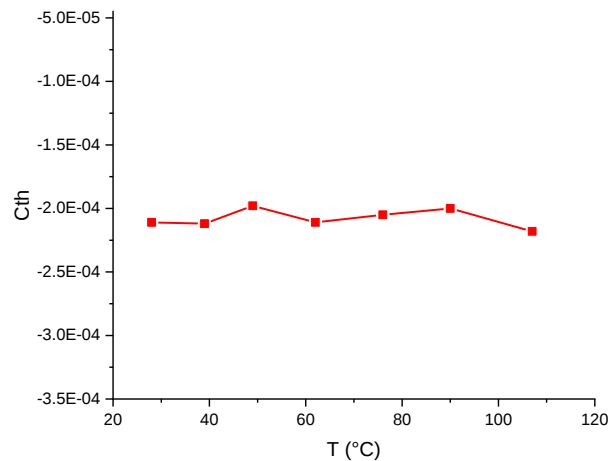


Figure 30 : Cth en fonction de la température pour une mesure sur de l'or avec une longueur d'onde $\lambda=470\text{nm}$

La Figure 30 montre le caractère constant du coefficient de thermoreflectance, en fonction de la température, mesuré sur de l'or en utilisant une longueur d'onde $\lambda = 470 \text{ nm}$.

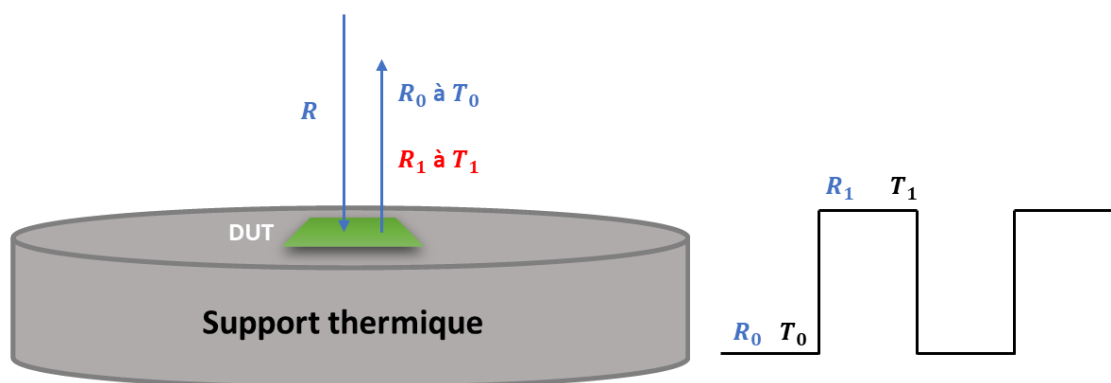


Figure 31 : Procédure de mesure du coefficient de thermoreflectance

La Figure 31 illustre un exemple de mesure du coefficient de thermoreflectance, consistant à envoyer un signal optique à une longueur d'onde donnée. Cette longueur d'onde est ensuite réfléchi par la surface de l'échantillon pour deux différentes températures, par exemple 25°C et 50°C, donnant ainsi deux réflectances différentes R_0 et R_1 . La température est imposée, les réflectances sont mesurées, il est donc possible de retrouver le coefficient de thermoreflectance avec l'équation reliant tous les paramètres mentionnés précédemment.

$$C_{th} = \frac{\frac{R_1 - R_0}{R_0}}{T_1 - T_0} \quad (I - 84)$$

Ce processus d'étalonnage et de calibrage est à effectuer sur la zone où la température doit être extraite. En effet, la réflectivité dépend de l'état de la surface du matériau à sonder, la surface n'étant jamais complètement lisse.

Les longueurs d'onde optimales sont généralement de 470 nm et 365 nm pour l'or et le GaN avec passivation SiNx, respectivement, sachant que la passivation SiNx est transparente à la longueur d'onde proche UV.

• Processus de mesure

Un train d'impulsions électriques polarisant le dispositif provoque une modification de la température de la surface de mesure, provoquant ainsi un changement répété de la réflectance. Cette pulsation électrique est synchronisée avec la pulsation optique de mesure. La pulsation optique peut-être contrôlée de manière à mesurer la réflectance à l'intérieur de la pulsation électrique comme le montre la Figure 26.

En mesurant la réflectance à l'intérieur de la polarisation électrique et connaissant la réflectance à froid, il est possible de retrouver la réponse transitoire de la température du composant.

La période de l'impulsion électrique doit être suffisamment longue afin de permettre à la température du composant de revenir à la température ambiante.

La définition de la résolution spatiale (d), est soumise à la limite de diffraction d'Abbe [83] :

$$d = \frac{\lambda}{2 \cdot ON} \quad (I - 85)$$

Avec λ la longueur d'onde d'illumination et ON l'ouverture numérique de l'objectif utilisée lors de la mesure. Cette équation met en évidence la possibilité d'augmenter la résolution spatiale en employant des longueurs d'onde plus courtes et/ou en augmentant l'ouverture numérique.

Les objectifs standards ont une ouverture numérique ($ON \approx 1$) ce qui donne une résolution spatiale pour la mesure de thermoreflectance égale :

$$d \approx \frac{\lambda}{2} \quad (I - 86)$$

La résolution temporelle pour le banc présent au laboratoire XLIM basée sur la mesure transitoire est de 50ns.

Une première contrainte de cette technique est l'accès à la zone de mesure. Par exemple, la réflectance d'un transistor avec un pont à air est difficilement mesurable avec cette méthode.

Une deuxième contrainte est le temps de mesure nécessaire à l'obtention de la réponse transitoire de la température.

I.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté plusieurs méthodes de détermination de la température de dispositifs électroniques. Certaines sont basées sur de la simulation, d'autres sur des méthodes de mesures.

Les méthodes de calcul analytique sont relativement peu gourmandes en temps de calcul mais il reste difficile d'intégrer les résistances de contact, l'aspect non-linéaire des conductivités thermiques, la source de chaleur localisée entre deux matériaux ou l'aspect multi-doigts.

La principale difficulté des méthodes numériques réside dans la connaissance exacte de la structure du composant, généralement confidentielle et dans la connaissance des valeurs exactes de conductivités thermiques car dépendantes du procédé de fabrication.

Les méthodes électriques sont généralement faciles à mettre en place, mais elles permettent d'obtenir une température moyenne au niveau du canal du transistor. Par conséquent, la température mesurée est sous-estimée. Par conséquent, plusieurs méthodes optiques et par contact ont été développées afin de remonter à la température maximale au sein des composants de puissance (transistor).

Le [tableau 4](#) synthétise les particularités des différentes méthodes de mesure de température (optiques et par contact) présentées précédemment.

Méthode	Principe	Résolutions			Notes	Cartographie
		Spatial (μm)	Température (K)	Temps		
SThM	Micro couple résistif	0.05	1mK	10-100μs	-Etape de calibration de la pointe nécessaire -Limitée par la géométrie de l'échantillon -Mesure non invasive et non destructive	Oui
Thermographie infrarouge	Corps noir de Planck	3-10	0.02-1K (Corps noir)	20μs	-Limitée par l'émissivité de la surface du matériau à mesurer -Faible résolution spatiale -Nécessite un revêtement de la surface	Oui
Thermométrie Micro-Raman	Absorbions de phonon	1 (moyenne)	5-10mK	10ns	-Mesure moyennée sur 1μm en profondeur -Mesure point à point -Sensibilité limitée pour les métaux	Oui
Thermoreflectance (transitoire)	Principe de la réflectance	0.3	5-10mK	50ns	-Nécessite une calibration et revêtement parfaits -dépend de la réflectivité de la surface du matériau -Mesure pixel par pixel	Oui

Tableau 4 : Comparaison des techniques de mesures présentées précédemment

Les méthodes par contact ont tendance à endommager le composant et leur application est difficile. Elles permettent d'obtenir une température de surface mais exigent un processus

d'étalonnage des sondes utilisées et de remonter à la résistance de contact entre la sonde de mesure et la surface de l'échantillon. La méthode SThM risque d'être compliquée à mettre en place pour mesurer des transistors HEMTs GaN en raison de sa surface complexe.

Et enfin des méthodes optiques non invasives, donnant soit une température de surface, par exemple la thermoréfectance avec une résolution spatiale de 300nm comme le montre le [tableau 4](#), soit une température moyenne sur 1-2 μm du côté du nitrure de galium avec la spectroscopie micro-raman.

Chapitre II. Théorie des constantes de temps thermiques dans les transistors HEMTs GaN

II.1. Introduction

Ce chapitre a pour but de mieux appréhender les aspects transitoires de l'évolution de la température dans les HEMT GaN. Nous allons aborder ce chapitre sous les aspects de la simulation en commençant par une étude sur des cas simples à une dimension.

Nous examinons ensuite ce qui se passe dans des structures un peu plus complexes avec des problèmes à deux dimensions.

Pour ce faire, nous ferons appel à la théorie de la réduction des ordres avec les vecteurs de Ritz [84] [85]. Ces derniers nous permettront d'extraire les divers éléments : résistances thermiques et constantes de temps thermiques dans les systèmes étudiés, afin d'accéder ainsi plus facilement à la dynamique thermique et à la représentation des transitoires de température.

Dans un second temps, nous effectuerons une comparaison de nos travaux avec une méthode analytique présentée par Bagnall [27] [86]. Ce dernier résout l'équation de la chaleur pour une structure 1D à une seule couche, appliquant un flux de chaleur uniformément distribué sur le dessus et une température constante sur le dessous. Il propose aussi une formule analytique permettant de calculer les différentes constantes de temps thermiques existant dans le système étudié.

Nous verrons ainsi comment notre approche purement numérique peut se comparer à une approche analytique.

II.2. Extraction des constantes de temps thermiques réelles avec une technique de réduction d'ordre

II.2.1. Réduction d'ordre – Modèle de Ritz

La stimulation numérique constitue un outil important pour la conception de systèmes complexes et la prédiction du comportement physique de ces systèmes (par exemple, dans le domaine thermique). Cela dit, ces modèles dynamiques sont décrits par un grand nombre d'équations différentielles décrivant le problème à résoudre. Il faut compter une équation différentielle pour chaque nœud dans la géométrie. Par conséquent, pour résoudre la simulation numérique, il faut souvent un temps de calcul important. Étant donné les exigences futures sur les simulations numériques (systèmes de plus en plus complexes), il est indispensable de recourir à des méthodes permettant de réduire le temps de calcul des équations différentielles.

Trois solutions sont possibles afin de résoudre cette problématique. La première consiste à améliorer la capacité matérielle de la machine. La deuxième consiste à optimiser le code du programme utilisé dans le simulateur numérique afin de minimiser le nombre d'opérations inutiles. La dernière solution consiste à la réduction du nombre de calculs requis en appliquant des méthodes de filtrage ingénieuses. Cette dernière solution a été choisie par le biais de la

méthode de la réduction d'ordre. Cette technique se base sur l'élimination des équations sur les nœuds qui ne contribuent pas ou très peu sur la réponse du système.

La réduction d'ordre des modèles non linéaires représente une mission extrêmement complexe. Dans la suite de ce chapitre, les caractéristiques thermiques sont supposées constantes en fonction de la température. Dans ce cas, la formulation du problème par éléments finis est linéaire.

Le modèle thermique provient de la formulation par éléments finis de l'équation classique de la chaleur basée sur l'approche phénoménologique de Fourier.

Les hypothèses sont les suivantes : des conditions adiabatiques sur les directions latérales, un flux de chaleur uniforme sur la surface représentant la grille du dispositif, et une température fixe sur la base. L'expression linéaire par éléments finis de l'équation thermique de Laplace conduit à l'équation semi-discrète suivante :

$$\mathbf{M} \cdot \dot{\mathbf{T}} + \mathbf{K} \mathbf{T} = \mathbf{F} \quad (\text{II-1})$$

K la matrice de conductivité thermique et M la matrice de chaleur spécifique, sont des matrices carrées (n×n) symétriques et positives, T le vecteur température (n×1) qui tient compte à la fois de la génération d'énergie et des conditions aux limites de Dirichlet. n est le nombre total de nœuds dans le maillage.

Dans notre approche, le logiciel de simulation ANSYS a été uniquement utilisé pour extraire la matrice de conductivité K, la matrice de chaleur spécifique M et le vecteur de charge F. Ensuite, un modèle équivalent thermique réduit (τ_i ; R_i) a été obtenu en utilisant la méthode de réduction d'ordre basée sur l'approche vectorielle de Ritz détaillée dans [84] et [85].

Le but de ce chapitre est non pas de discuter les différentes techniques de réduction d'ordre qui existent dans la littérature, mais plutôt de vous présenter notre démarche.

La réduction d'ordre a été amplement étudiée au cours des dernières années, toutefois, et à notre connaissance, c'est la première fois que cette méthode est employée afin de prouver que l'extraction des constantes thermiques au moyen de cette méthode permet d'obtenir les constantes de temps thermiques réelles obtenues par une solution analytique de l'équation de la chaleur.

Les principaux avantages du principe du vecteur de Ritz résident dans le fait que les modes de réponse majeurs ne sont pas négligés et que, par rapport à l'utilisation des vecteurs propres, la précision est meilleure avec peu de vecteurs. De plus, en employant cette méthode, la température en régime permanent est toujours exacte. En effet, le premier vecteur de Ritz est obtenu par la résolution de l'équation semi-discrète en régime permanent $\mathbf{K} \mathbf{T} = \mathbf{F}$. Les autres vecteurs sont issus de projections orthogonales. Pour un temps infini, les contributions de ces vecteurs diminuent et tendent vers zéro.

Avec une décomposition pure des valeurs propres, plusieurs problèmes majeurs se posent :

- le nombre n d'équations numériques est très grand (quelques 100 000), il est donc très difficile de calculer toutes les valeurs propres et les vecteurs propres.
- la deuxième difficulté consiste à sélectionner les principales valeurs propres.

- le régime permanent n'est pas atteint si toutes les valeurs propres ne sont pas prises en compte.

La procédure de génération des vecteurs de Ritz orthogonaux conduit à une matrice de projection m par n comme indiqué dans [84], où m est le nombre de constantes de temps retenues pour la solution finale. Le nombre (m) dépend de la précision proposée pour le modèle réduit (voir par exemple la Figure 36).

Lors de la génération de la matrice transformation $\Phi_m = [\varphi_1 \dots \varphi_m]$ des m vecteurs Ritz, les relations sont vérifiées.

$$\mathbf{T} = \Phi_m \mathbf{p} \quad (\text{II-2})$$

$$\Phi_m^T \mathbf{M} \Phi_m = \mathbf{Id} \quad (\text{II-3})$$

Où $\mathbf{T}$ est le vecteur des températures originales (n) et $\mathbf{p}$ le vecteur des températures dans le système réduit ($m \ll n$). Lors de l'étape de projection, la matrice Φ_m est M normalisée.

À partir de cette transformation, l'équation de la chaleur peut être écrite en termes de coordonnées réduites

$$\dot{\mathbf{p}} + \mathbf{K}^* \mathbf{p} = \Phi_m^T \mathbf{F} \quad (\text{II-4})$$

Avec $\mathbf{K}^* \mathbf{p}$ une matrice carrée ($m \times m$).

$$\mathbf{K}^* = \Phi_m^T \mathbf{K} \Phi_m \quad (\text{II-5})$$

L'étape suivante consiste à diagonaliser ce système pour dissocier les équations :

$$\dot{\mathbf{t}} + \Lambda_m \mathbf{t} = \Psi^T \Phi_m^T \mathbf{F} \quad (\text{II-6})$$

$\mathbf{t}$ est la variable de température ($m \times 1$) dans l'espace propre.

Λ_m est la matrice des valeurs propres ($m \times m$).

Ψ est la matrice de transformation composée des m vecteurs propres.

La solution dans la base initiale peut-être facilement calculée par :

$$\mathbf{T} = \Phi_m \Psi \mathbf{t} \quad (\text{II-7})$$

Donc

$$\mathbf{T} = \Phi_m \Psi \begin{bmatrix} \frac{1}{j\omega + \lambda_1} & \dots & \mathbf{0} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \mathbf{0} & \dots & \frac{1}{j\omega + \lambda_m} \end{bmatrix} \Psi^T \Phi_m^T \mathbf{F} \quad (\text{II-8})$$

Pour sélectionner le nœud de sortie pour T_{max} , par exemple, il suffit de sélectionner des coordonnées spécifiques dans T .

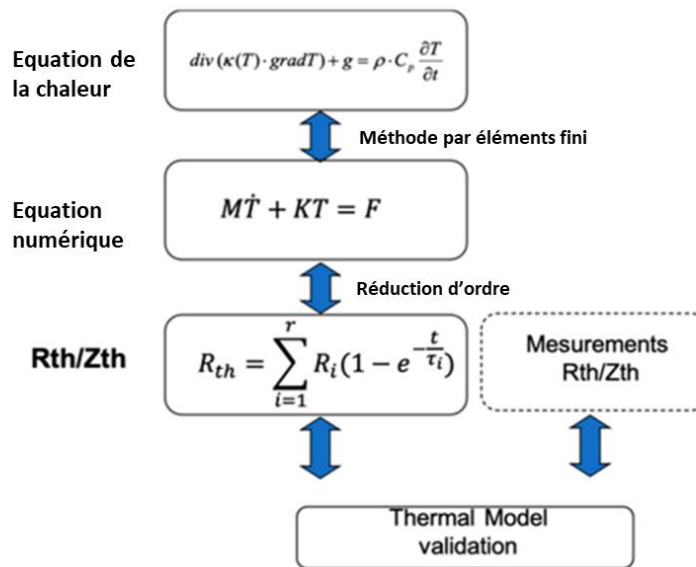


Figure 32 : Protocole d'extraction des constantes de temps thermiques et résistances thermiques avec la réduction d'ordre

Dans le but de pouvoir récupérer les différentes matrices requises pour calculer les constantes de temps thermiques et les résistances thermiques associées à une structure, une simulation FEM est réalisée. Cette dernière est modélisée au moyen d'un logiciel reposant sur des calculs par éléments finis. Pour ce faire, nous avons utilisé le logiciel ANSYS. Après avoir réalisé la simulation, les diverses matrices sont extraites du logiciel grâce aux conseils donnés par Jobert [87]. Nous avons développé un programme sous Scilab basé la théorie des vecteurs de Ritz et utilisant les matrices récupérées de ANSYS afin d'obtenir les constantes de temps thermiques et les résistances thermiques de la structure simulée.

La Figure 32 montre le protocole simplifié de l'extraction et la validation des résultats de simulation donnée par la réduction d'ordre.

II.3. Analyse à une seul dimension (1-D)

La structure réelle des transistors HEMT GaN est constituée physiquement de plusieurs couches épitaxiées d'épaisseurs différentes. Si la plupart des couches sont d'épaisseur nanométrique, le substrat constitué de Silicium (Si) ou de carbure de silicium (SiC) possède généralement une épaisseur comprise entre 70µm et 360µm, une couche tampon GaN d'une épaisseur de 1.5 à 3 µm.

L'emplacement du point le plus chaud dans un transistor se trouve dans le canal entre le tampon et la barrière à proximité du drain. La distribution spatiale exacte de cette source de chaleur dans la région d'accès grille-drain dépend fortement de la structure de la grille, de la structure de la plaque de champ si elle est présente, ainsi que de la polarisation de la grille et du drain [88].

Une modélisation thermique de toute la structure d'un HEMT GaN consomme énormément de temps et elle est très compliquée en raison de la grande variation des échelles de la longueur entre l'épaisseur de la barrière et la longueur de la puce (1mm). Un certain nombre de simplifications sont possibles sur la structure étudiée d'un transistor sans réduire de façon significative la précision de la solution trouvée. Par exemple, l'épaisseur de la barrière (AlGaN) est suffisamment mince, son impact sur la propagation de la chaleur est très mineur. La source de chaleur du canal se situe à 100nm de profondeur dans le tampon et peut être approximée par un flux thermique au sommet du GaN tampon. Les deux couches qui impactent le plus la résistance thermique et la constante de temps thermique sont le GaN tampon et le substrat Si/SiC.

II.3.1. Simulation FEM 1-D d'une simple couche

Dans cette première partie, nous considérons le cas simple d'une structure en 1-D où un flux thermique uniforme Q_0 est appliqué au sommet de la couche de substrat et une température uniforme T_0 est appliquée comme condition limite sous la couche est étudié. Partout ailleurs les parois sont considérées comme adiabatiques.

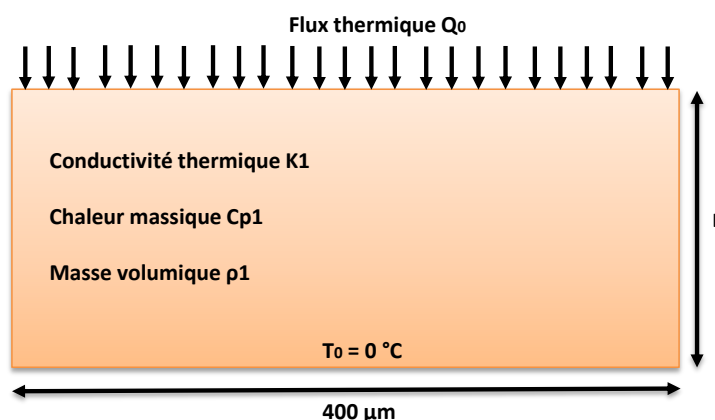


Figure 33 : Structure monocouche (1-D)

La Figure 33 montre la structure 1-D en carbure de silicium simulée sur ANSYS et le [tableau 5](#), montre les propriétés physiques du matériau utilisé lors de la simulation FEM. Toutes sont supposées constantes.

ρ (Kg.m ⁻³)	C_p (J. Kg ⁻¹ . K ⁻¹)	K (W.m ⁻¹ . K ⁻¹)	L (μm)
3210	665	390	70

Tableau 5 : Les propriétés thermiques et largeur de couche utilisées dans la simulation 1-D

Avec ρ la masse volumique, C_p la chaleur massique, K la conductivité thermique et L l'épaisseur de la structure.

La Figure 34 donne la réponse transitoire de la température normalisée par rapport à la température maximum de la structure, c'est-à-dire sur la surface par laquelle rentre le flux Q_0 . La simulation est dite 1D car la température ne dépend que de la position verticale du point considéré, les horizontales étant des isothermes.

Souvent, lorsque l'on n'est pas un spécialiste de thermique, on imagine que ce type de problème 1D monocouche est très facile à résoudre et que la représentation transitoire de l'évolution de la température peut être représentée par une seule constante de temps. Nous allons voir que la réalité est un peu plus complexe.

L'idée maintenant consiste à examiner en détail de transitoire.

Nous supposons pour cela que l'expression de cette température transitoire peut se mettre sous la forme

$$T(t) = \sum_{i=1}^n R_{thi} Q_0 \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_i}}\right) \quad (\text{II} - 9)$$

Ou bien sous la forme normalisée

$$T_N(t) = \sum_{i=1}^n R_{thiN} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_i}}\right) \quad (\text{II} - 10)$$

Avec

$$R_{thiN} = \frac{R_{thi}}{R_{th}} \quad (\text{II} - 11)$$

Où R_{thiN} représente alors les résistances thermiques normalisées, ou ce que nous avons appelé également plus bas le poids ou la pondération de chaque constante de temps. Nous sommes ici dans la représentation de Caueur que nous avons décrite dans le premier chapitre. La somme des R_{thiN} vaut donc 1.

Plusieurs méthodes existent dans la littérature pour trouver l'ensemble des couples (R_{thiN} , τ_i) de l'équation II-9.

Pour notre part nous avons extrait les constantes de temps suivant la méthode de réduction présentée en début de chapitre.

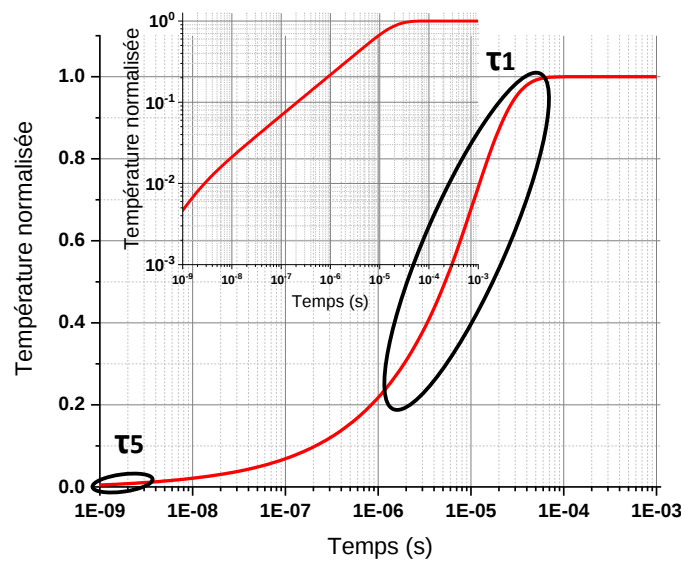


Figure 34 : Réponse de la température normalisée en fonction du temps

La Figure 35 montre le poids fractionnaire (R_{thiN}) de la température normalisée en fonction du spectre des constantes de temps thermiques (τ_i) extraites par la technique de la réduction d'ordre.

Ces résultats montrent que, contrairement à l'idée reçue de l'existence d'une seule constante de temps dans un système 1D monocouche, il en existe plusieurs. La raison intrinsèque de l'apparition de plusieurs constantes de temps est la présence d'un gradient de température dans le substrat.

La constante de temps la plus longue représente 81% de la contribution totale de la température. La deuxième constante de temps influe pour 9% la température en régime permanent [89] [90].

Dans ce cas de figure, cinq constantes de temps thermiques contribuent à l'élévation de la température maximale comme cela est montré dans le [tableau 6](#).

Ces résultats soulignent d'une part que plusieurs constantes de temps sont nécessaires pour représenter le comportement thermique transitoire d'une simple structure 1-D, et d'autre part, ils montrent la difficulté et la complexité de l'approche transitoire.

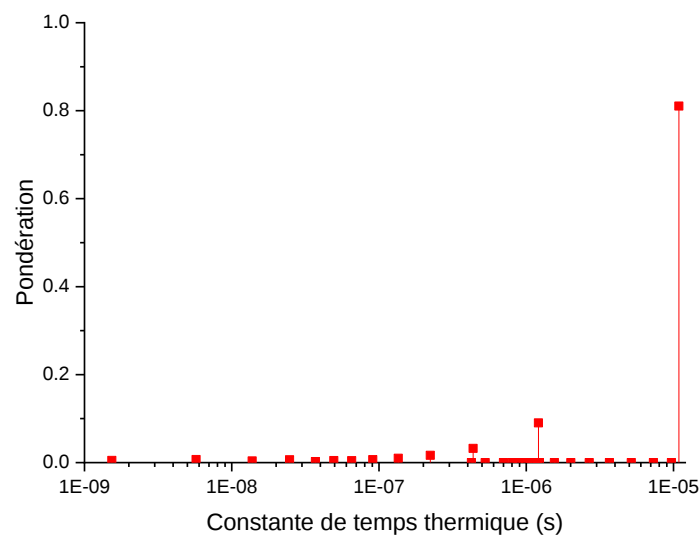


Figure 35 : Le spectre de la constante de temps thermique pour une structure monocouche (1-D) utilisant la réduction d'ordre

Constante de temps τ (s)	Pourcentage	$\frac{\tau_1}{\tau_i}$
$\tau_1 = 1,087.10^{-5}$	81,1%	1
$\tau_2 = 1,209.10^{-6}$	9,0%	9
$\tau_3 = 4,358.10^{-7}$	3,2%	25
$\tau_4 = 2,228.10^{-7}$	1,7%	49
$\tau_5 = 1,352.10^{-7}$	1,0%	81

Tableau 6 : Contribution relative des diverses constantes de temps au régime transitoire de la température de la structure 1D monocouche

Le [tableau 6](#) montre les valeurs extraites avec la réduction d'ordre des cinq constantes de temps et de leurs pondérations présentes dans le système. Nous pouvons constater dans la colonne 3 du [tableau 6](#) que le ratio des constantes de temps thermique sur la première constante de temps thermique suit la loi $(2i-1)^2$. Nous reviendrons plus tard sur ce résultat.

La Figure 36 montre l'influence du nombre de vecteurs de Ritz utilisée pour les calculs sur la précision des résultats de simulation. Dans ce premier exemple, il a été observé qu'avec cinq valeurs, une excellente précision est obtenue en comparaison avec la simulation FEM sur quasiment toute la plage temporelle.

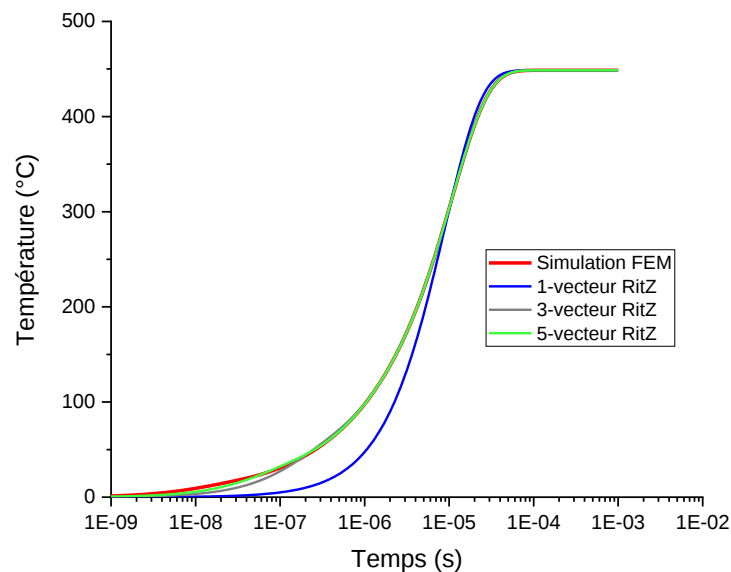


Figure 36 : Comparaison entre les résultats obtenus avec la simulation FEM et la réduction d'ordre

II.3.2. Formule analytique de la constante de temps la plus longue

Dans cette deuxième partie, nous travaillerons toujours sur le système précédent. Il s'agit de trouver une formule analytique de la constante de temps thermique la plus longue en fonction des paramètres physiques du système défini précédemment (Figure 33).

Notre méthode d'extraction est basée comme précédemment, sur un ensemble de simulations transitoires réalisées à l'aide du logiciel de simulation ANSYS en faisant varier les différents paramètres physiques de la Figure 33, à savoir (K , ρ , C_p).

Pour chaque simulation numérique effectuée sur cette structure, les différentes matrices de conductivité, de chaleur massique et le vecteur des conditions aux limites sont respectivement extraits afin d'obtenir les constantes de temps thermiques et les résistances thermiques à l'aide de notre méthode de réduction d'ordre.

Dans une première étape, nous nous intéressons tout d'abord à la conductivité thermique. La structure est simulée pour diverses valeurs de conductivités thermiques (K_1) variant entre 150 et 450 W/m.K.

Ensuite, la constante de temps la plus longue est extraite pour chaque valeur de K_1 .

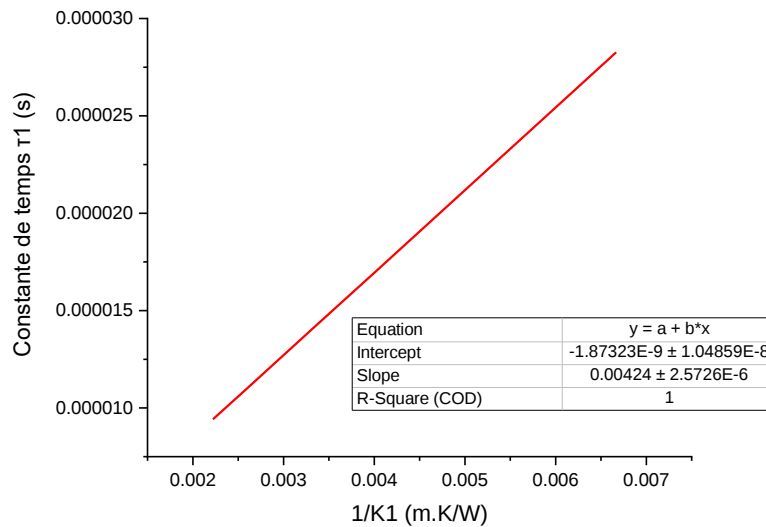


Figure 37 : Valeur de la constante de temps la plus longue en fonction de la conductivité thermique

La Figure 37 montre que la constante de temps τ_1 varie de façon linéaire en fonction de l'inverse de la conductivité thermique du système. Par conséquent, plus le matériau est conducteur, plus vite l'état permanent peut être atteint.

La constante de temps s'exprime par la relation suivante :

$$\tau_1 = \frac{\alpha}{K_1} + \beta \quad (II - 12)$$

La valeur de β est négligeable devant $\frac{\alpha}{K_1}$, l'équation II-25 s'exprime alors comme :

$$\tau_1 = \frac{\alpha}{K_1} \quad (II - 13)$$

Selon l'équation II-13, plus la conductivité thermique est élevée, plus la constante de temps la plus longue est petite. Cela signifie que l'utilisation du SiC comme substrat permet d'atteindre le régime permanent plus rapidement que le silicium. En effet, la constante de temps la plus longue est associée au matériau le plus massif, c'est-à-dire le substrat.

L'étape suivante consiste à déterminer le comportement du paramètre α en fonction de la masse volumique du système p_1 .

Toujours en utilisant la même procédure et notre méthode de réduction d'ordre, la constante de temps thermique est obtenue pour différentes masses volumiques ρ_1 du système allant de 1500 à 5000 kg/m^3 , en faisant varier systématiquement la conductivité thermique K_1 .

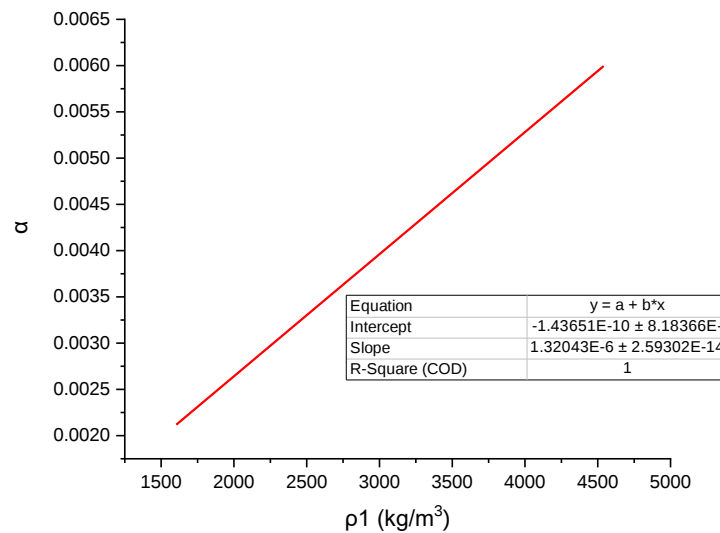


Figure 38 : Réponse de α en fonction de la masse volumique

La Figure 38 révèle que la variation de α est linéaire en fonction de la masse volumique du système. Elle s'exprime comme :

$$\alpha = a \cdot \rho_1 + b \quad (II - 14)$$

Le coefficient b est négligeable devant $a \cdot \rho_1$, et par conséquent, la constante de temps thermique τ_1 varie de façon linéaire en fonction de la masse volumique.

$$\tau_1 = \frac{a \cdot \rho_1}{K_1} \quad (II - 15)$$

D'après l'équation II-15, plus la masse volumique du système est grande, plus la constante de temps sera grande, montrant ainsi l'importance de la masse volumique sur la thermique transitoire des composants.

En suivant de nouveau le même protocole que précédemment, la chaleur massique est modifiée entre 356 et 665 $\text{J} \cdot \text{Kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ afin de déterminer le comportement du paramètre a .

Encore une fois, la Figure 39, montre que le paramètre a est une fonction linéaire en fonction de la chaleur massique C_{p1} .

$$a = \vartheta C_p + d \quad (II - 16)$$

Le coefficient d lui aussi est négligeable par rapport ϑC_p .

La constante de temps thermique varie linéairement en fonction de la chaleur massique.

$$\tau_1 = \frac{\vartheta \cdot \rho_1 \cdot C_{p1}}{K_1} \quad (II - 17)$$

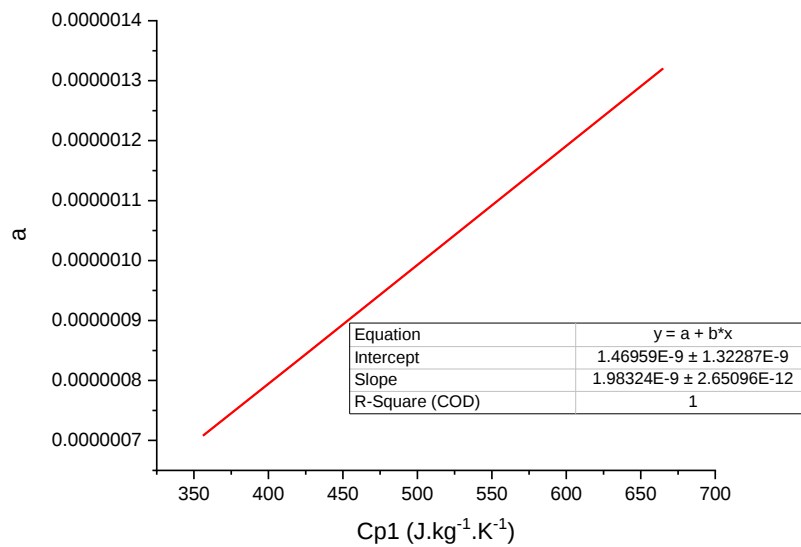


Figure 39 : Réponse de (a) en fonction de la chaleur massique

Notre dernière étude consiste à faire varier l'épaisseur de la couche L. La Figure 40 montre que, la constante de temps thermique la plus longue varie linéairement avec le carré de l'épaisseur.

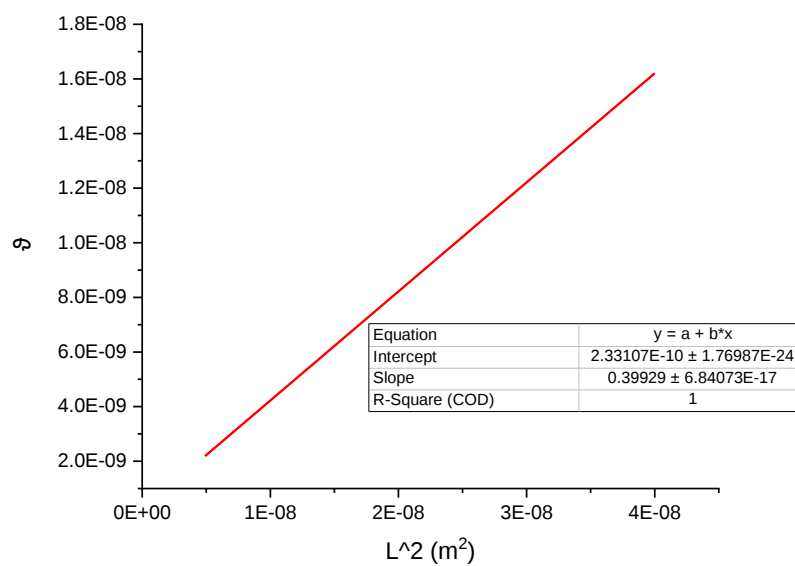


Figure 40 : La réponse de ϑ en fonction de carré l'épaisseur du substrat

En se basant sur l'équation (II-17) et des données de la Figure 40, la constante de temps thermique la plus longue du système s'exprime selon l'équation suivante :

$$\tau_1 = \frac{0,399 \cdot \rho_1 \cdot C_{p1} \cdot L^2}{K1} \quad (II - 18)$$

La solution analytique 1-D donnée par l'équation (II-18) permet de comprendre l'impact de l'épaisseur du substrat, de la conductivité thermique, de la masse volumique et de la chaleur massique sur la thermique transitoire et sur les constantes de temps présentes dans une simulation unidimensionnelle.

Avec les informations reportées dans le [tableau 6](#) présenté précédemment, les constantes de temps dans un système 1-D s'expriment avec la formulation suivante :

$$\tau_n = \frac{0.4 \rho \cdot C_p \cdot L^2}{(2n - 1)^2 \cdot K} \quad (II - 19)$$

La connaissance de la plus longue constante de temps du système permet d'identifier toutes constantes de temps thermiques du système 1D monocouche.

II.3.3. Comparaison formule numérique / formule analytique et formule de Bagnall [86]

L'approche que nous venons de présenter dans les paragraphes précédents est une approche purement numérique basée comme nous l'avons vu sur une simulation numérique linéaire de type FEM et d'une procédure d'extraction de constante de temps par une méthode de réduction d'ordre basée sur les vecteurs de Ritz.

Pour la structure 1D monocouche, Bagnall a établi la formule analytique de la constante de temps pour une structure (1-D) monocouche présentée dans [86] en utilisant les séries de Fourier pour résoudre l'équation de diffusion de la chaleur.

$$\tau_n = \frac{4 \cdot L^2}{(2n - 1)^2 \cdot \pi^2 \cdot \alpha} \quad (II - 20)$$

Le paramètre α représente la diffusivité thermique et s'exprime par :

$$\alpha = \frac{K}{\rho \cdot C_p} \quad (II - 21)$$

La Figure 41 représente un comparatif entre le spectre des constantes de temps thermiques et leur pondération normalisée (R_{thIN}) obtenue par notre méthode et l'équation de Bagnall (II-20). Elle montre l'excellente concordance entre les résultats. Les valeurs des paramètres utilisés sont définies dans le [tableau 5](#) [86].

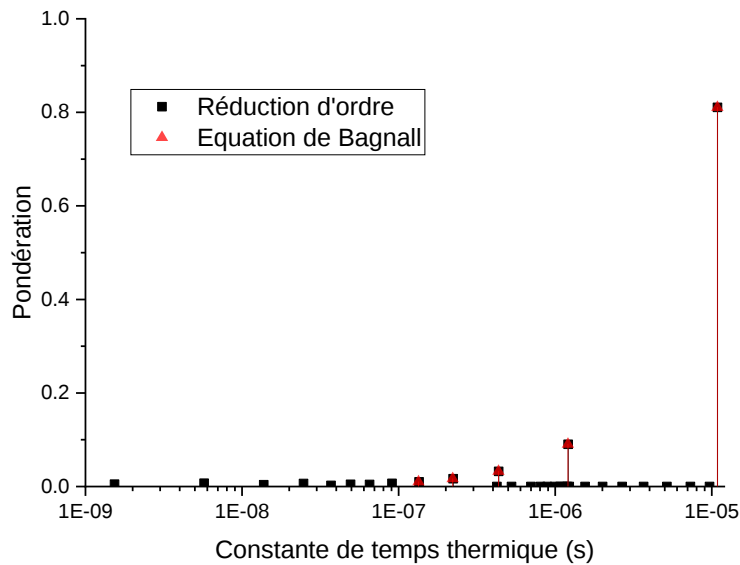


Figure 41 : Spectre des constantes de temps thermiques pour une structure monocouche 1-D en utilisant MOR en noir et l'équation (9) en rouge (solution analytique)

Le [tableau 7](#), montre un excellent accord entre la méthode analytique présentée par Bagnall [86] et la méthode de réduction d'ordre en utilisant les vecteurs de Ritz afin d'extraire les constantes thermiques avec leur pondération.

Constante de temps (s)	Réduction d'ordre	Ref. [86]
T_1	$1,087.10^{-5}$	$1,087.10^{-5}$
T_2	$1,208.10^{-6}$	$1,208.10^{-6}$
T_3	$4,358.10^{-7}$	$4,348.10^{-7}$
T_4	$2,228.10^{-7}$	$2,218.10^{-7}$
T_5	$1,352.10^{-7}$	$1,342.10^{-7}$

Tableau 7 : Comparaison entre les résultats de la réduction d'ordre et l'équation de Bagnall.

Pour le cas simple en une seule dimension (1D), les résultats obtenus avec la réduction d'ordre (numérique) sont exactement les mêmes qu'avec l'équation analytique (II-20). Il est donc possible de dire que les résultats déterminés par la réduction d'ordre pour n'importe quelle structure sont susceptibles de fournir peut-être les vraies valeurs physiques des constantes de temps thermiques et résistances thermiques.

II.3.4. Simulation unidimensionnelle, à deux couches

La structure d'un transistor HEMT AlGaIn/GaN est constituée d'un empilement de couches allant du substrat jusqu'aux couches de passivation. Afin d'étudier l'influence de la couche tampon GaN sur les constantes thermiques, une couche d'épitaxie GaN a été introduite comme le montre la Figure 42. Cette dernière montre la structure utilisée lors de la simulation où $L_1=70\mu\text{m}$ et $L_2=1.7\mu\text{m}$.

Les conditions de simulation sont les mêmes que précédemment, à savoir un flux Q_0 uniforme sur le dessus de la structure et une température T_0 appliquée sous la structure. Partout ailleurs les parois sont considérées adiabatiques.

Les différentes constantes de temps thermiques ont été extraites en utilisant la technique de réduction d'ordre, à partir de la simulation effectuée sur ANSYS.

Le transitoire de température normalisée est représenté sur la Figure 43 pour les deux structures (monocouche SiC et bicouches SiC+GaN) tandis que le spectre des constantes de temps thermiques est présenté sur la Figure 45.

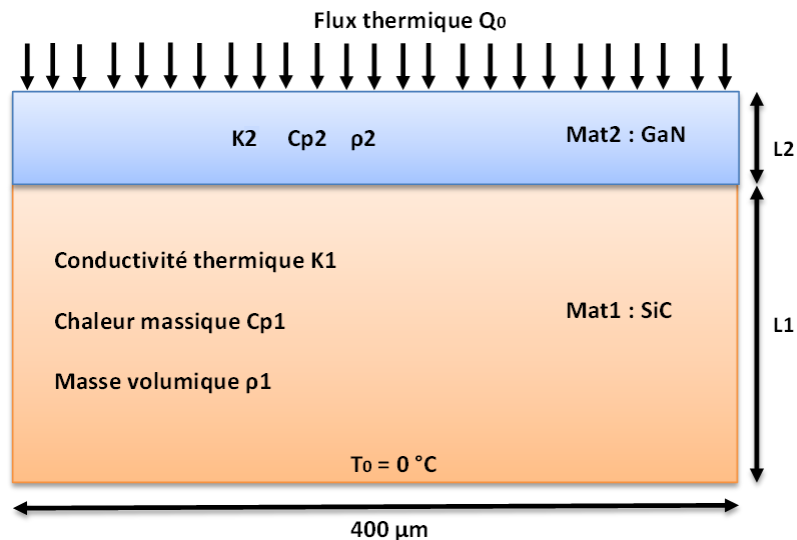


Figure 42 : Structure 1-D, à deux couches

La Figure 43 montre que les deux courbes présentent un comportement normalisé très similaire.

Sur la Figure 45, les constantes de temps thermiques ont plus ou moins la même valeur et la même pondération.

Cette faible variation est due à la faible influence du couple (épaisseur du GaN, conductivité thermique du GaN) par rapport à celui de la couche du substrat (SiC).

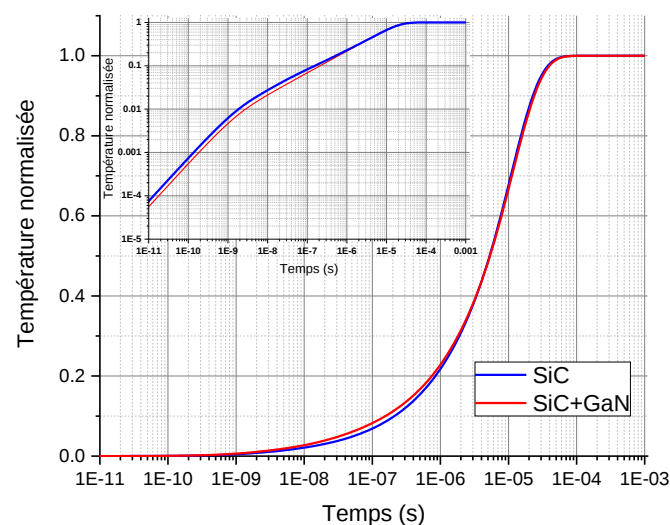


Figure 43 : Comparaison des résultats de simulation de la température normalisée transitoire pour les structures à une couche et à deux couches

Cela confirme que l'inclusion du tampon GaN modifie très faiblement les valeurs numériques des constantes de temps et leurs poids, mais n'ajoute pas de constantes de temps supplémentaires au spectre.

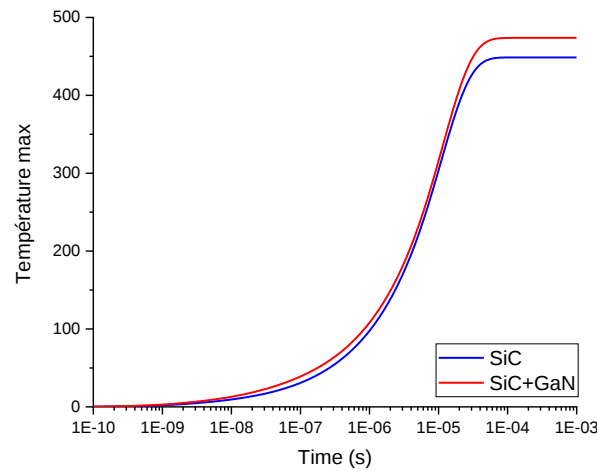


Figure 44 : Comparaison des résultats de simulation de la température maximale transitoire pour les structures à une couche et à deux couches

La Figure 44 montre les résultats de simulations de la température maximale pour les deux structures SiC et SiC+GaN. Les résultats obtenus sont cohérents avec la loi d'ohm thermique :

$$\Delta T_{SiC+GaN} = (R_{th_{GaN}} + R_{th_{SiC}}) \cdot P_{diss} \quad (II - 22)$$

La température maximale de la structure contient une résistance thermique du matériau GaN en plus, en série avec la résistance thermique du SiC. Ainsi la valeur de la température maximale pour SiC+GaN est supérieur de 10% à celle avec que le SiC.

Il est très difficile d'associer les constantes de temps thermiques de la Figure 45 à une région spécifique que ça soit dans le GaN ou dans le substrat.

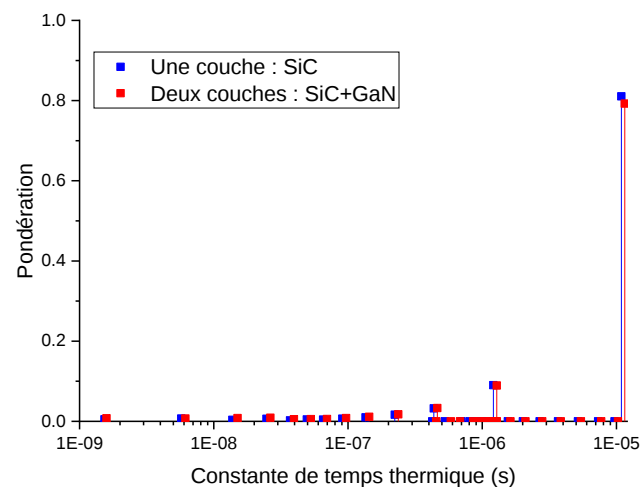


Figure 45 : Comparaison du spectre des constantes de temps thermiques pour une et deux couches

La structure présentée Figure 42 peut être considérée comme une structure monocouche (équivalente), en prenant en compte les hypothèses suivantes :

$$L_{eq} = L_1 + L_2 \quad (\text{II-23})$$

$$\alpha_{eq} = \frac{\alpha_1.L_1}{L_1+L_2} + \frac{\alpha_2.L_2}{L_1+L_2} \quad (\text{II-24})$$

Avec L_{eq} l'épaisseur de la structure monocouche équivalente, α_{eq} la diffusivité thermique équivalente du matériau qui prend en compte l'impact de chacune des deux diffusivités thermiques (du GaN et du SiC)

En utilisant la formule de la constante de temps présentée dans l'équation 20 :

$$\tau_n = \frac{4.(L_1+L_2)^3}{(2n-1)^2.\pi^2.(\alpha_1.L_1+\alpha_2.L_2)} \quad (\text{II-25})$$

En général, pour les transistors HEMT GaN, l'épaisseur de la couche de GaN est négligeable par rapport à l'épaisseur du substrat ($L_1 \gg L_2$).

Ainsi, en utilisant les développements limités de Taylor par rapport à $\frac{L_2}{L_1}$ autour de zéro, l'équation (II-25) devient :

$$\tau_n = \frac{4.L_1^2}{(2n-1)^2.\pi^2.\alpha_1.L_1(1+\frac{\alpha_2.L_2}{\alpha_1.L_1})} + \frac{12.L_1.L_2}{(2n-1)^2.\pi^2.\alpha_1.(1+\frac{\alpha_2.L_2}{\alpha_1.L_1})} \quad (\text{II-26})$$

Si $\alpha_1.L_1 \gg \alpha_2.L_2$:

L'expression de la constante de temps thermique s'exprime comme :

$$\tau_n = \frac{4.L_1^2}{(2n-1)^2.\pi^2.\alpha_1} + \frac{12.L_1.L_2}{(2n-1)^2.\pi^2.\alpha_1} \quad (\text{II-27})$$

Les deux formules (II-26) et (II-27) fournissent une expression analytique permettant de déterminer la constante de temps thermique pour une structure à deux couches.

Dans le but de valider les deux formules, trois simulations ont été réalisées sur ANSYS en utilisant la structure de la Figure 42 avec diverses valeurs des paramètres physiques. Le [tableau 8](#) précise les valeurs des paramètres physiques utilisés dans la simulation dans le cas des trois exemples.

Exemple	α_1 (W.m ² .J ⁻¹)	α_2 (W.m ² .J ⁻¹)	L_1 (μm)	L_2 (μm)
1	1,827x10 ⁻⁴	6,414x10 ⁻⁵	70	2
2	1,827x10 ⁻⁴	6,414x10 ⁻⁵	70	8
3	8,696x10 ⁻⁵	6,414x10 ⁻⁵	70	2

Tableau 8 : Propriétés thermiques pour la structure à deux couches

Constante de temps thermique (s)	Réduction d'ordre	Equation (26)	Equation (27)
Exemple 1 (GaN 2 μ m/SiC)	$\tau_1 = 1,165.10^{-5}$	$\tau_1 = 1,168.10^{-5}$	$\tau_1 = 1,180.10^{-5}$
	$\tau_2 = 1,296.10^{-6}$	$\tau_2 = 1,298.10^{-6}$	$\tau_2 = 1,311.10^{-6}$
	$\tau_3 = 4,667.10^{-7}$	$\tau_3 = 4,674.10^{-7}$	$\tau_3 = 4,721.10^{-7}$
Exemple 2 (GaN 8 μ m/SiC)	$\tau_1 = 1,420.10^{-5}$	$\tau_1 = 1,403.10^{-5}$	$\tau_1 = 1,460.10^{-5}$
	$\tau_2 = 1,613.10^{-6}$	$\tau_2 = 1,560.10^{-6}$	$\tau_2 = 1,622.10^{-6}$
	$\tau_3 = 6,039.10^{-7}$	$\tau_3 = 5,613.10^{-7}$	$\tau_3 = 5,839.10^{-7}$
Exemple 3 (GaN 2 μ m/Si)	$\tau_1 = 2,519.10^{-5}$	$\tau_1 = 2,428.10^{-5}$	$\tau_1 = 2,480.10^{-5}$
	$\tau_2 = 2,798.10^{-6}$	$\tau_2 = 2,698.10^{-7}$	$\tau_2 = 2,755.10^{-7}$
	$\tau_3 = 1,006.10^{-6}$	$\tau_3 = 9,713.10^{-7}$	$\tau_3 = 9,918.10^{-7}$

Tableau 9 : Constantes de temps thermiques extraites

Le [tableau 9](#) permet de constater que les deux formules (II-26) et (II-27) trouvées en utilisant le principe de développement limité de Taylor montrent un bon accord avec les résultats issus avec la réduction d'ordre.

Les deux équations (II-26) et (II-27) confirment que ces constantes de temps thermiques dépendent simultanément des épaisseurs et des propriétés thermiques des deux couches de la structure simulée. Cependant, l'impact du substrat reste prédominant par rapport à la couche de GaN, en raison de sa grande taille.

Les constantes de temps extraites par la réduction d'ordre ne représentent pas la capacité thermique d'une région particulière dans les couches tampon ou du substrat.

II.4. Analyse bidimensionnelle (2-D)

Dans la partie précédente, une analyse (1-D) a été présentée pour illustrer certains des principes généraux concernant le comportement transitoire de la température et l'expression des différentes constantes de temps thermiques présents dans un système.

Cependant, si l'on considère une structure réelle de transistor HEMT GaN, la puissance dissipée n'est pas distribuée uniformément sur toute la surface de la structure. Elle est localisée dans une région adjacente à chaque grille (L'emplacement du point le plus chaud se trouve dans le canal entre le tampon et la barrière à proximité du drain).

Dans cette partie, nous allons examiner par une étude bidimensionnelle (2-D) l'impact de la réduction de la zone où la puissance dissipée est appliquée sur les constantes de temps thermiques. Cette étude sera menée à la fois sur une structure monocouche et bicouches.

Nous ferons également varier les dimensions de la zone de chauffe entre 0.1 à 1 μ m afin de travailler avec des structures de grilles submicroniques.

II.4.1. Simulation (2-D), monocouche

Dans les dispositifs de puissance, la longueur de la grille est généralement comprise entre 0.1 et 1 μ m. La structure utilisée pour la simulation (2-D) est illustrée à la Figure 46. Un flux de chaleur Q_0 est appliquée sur la 'grille' (lg) et une température uniforme $T_0 = 0^\circ\text{C}$ au bas de la couche.

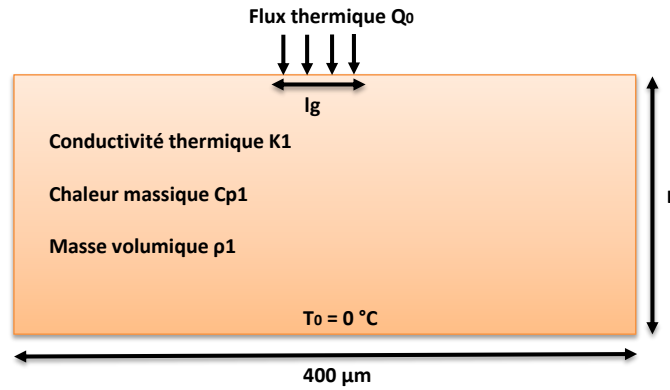


Figure 46 : Structure 2-D à une seule couche

Avec la technique utilisée précédemment, une simulation (2-D) utilisant le logiciel ANSYS a été réalisée. Les matrices K , M et le vecteur de charge F ont été extraites à l'aide de notre procédé de réduction d'ordre. Ensuite, les différentes constantes de temps thermiques et les résistances thermiques ont été déterminées.

La Figure 47 montre la différence de la réponse thermique normalisée dans le domaine temporel entre les deux cas de figure, l'exemple où un flux de chaleur est uniformément distribué sur toute la longueur ($400\mu\text{m}$) et un flux de chaleur appliquée sur une longueur $l_g = 0.1\mu\text{m}$ typique des transistors HEMT GaN.

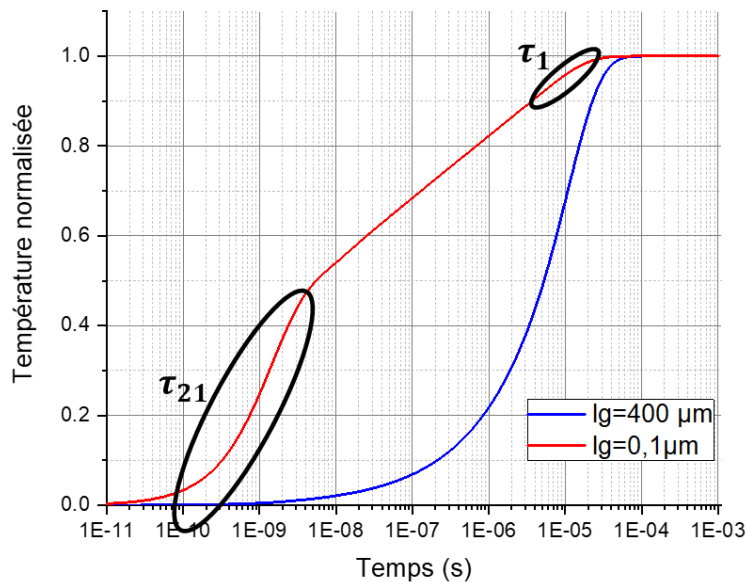


Figure 47 : La réponse de la température normalisée en fonction du temps

La réponse transitoire de la température pour la distribution de flux de chaleur $l_g=0.1\mu\text{m}$ (2-D) possède une pente beaucoup plus faible que celle de la distribution du flux thermique 1-D ($l_g=400\mu\text{m}$), ce qui confirme que beaucoup plus de constantes de temps thermiques

contribuent à l'élévation de la température en 2-D qu'en 1-D, lorsque la taille de la source de chaleur diminue

La Figure 48 montre une forte diminution de la fraction pondérale pour la constante de temps thermique la plus longue, τ_1 passe de 81% pour $l_g=400\mu\text{m}$ à 5% lorsque $l_g=0.1\mu\text{m}$.

De plus, cette figure montre une augmentation de la densité des constantes de temps thermiques dans le spectre. Nous voyons clairement une augmentation du nombre de constante de temps (en rouge) significatives dans le spectre.

La constante de temps la plus courte τ_{21} (1.33ns) a un poids fractionnaire égal à 44% lorsque $l_g=0.1\mu\text{m}$ et n'existe pas lorsque $l_g=400\mu\text{m}$. Ainsi, le spectre de la distribution de flux thermique bidimensionnel est considérablement plus large que celui de la distribution unidimensionnelle.

Ainsi, le nombre de vecteur de Ritz nécessaire pour obtenir une meilleure précision temporelle passe de 5 vecteurs de Ritz pour une simulation en une seule dimension à 30 vecteurs de Ritz pour cette simulation en deux dimensions.

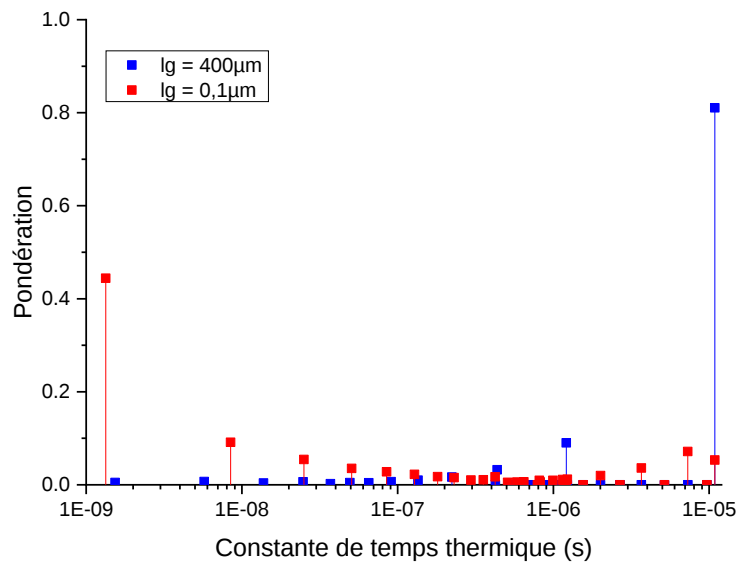


Figure 48 : Spectre de la constante de temps thermique pour une structure 2-D en utilisant MOR en noir et l'équation de Bagnall en rouge

Les constantes de temps pour le cas d'une étude 1-D sont toujours présentes dans le spectre (2-D), ce qui change sont leur poid et leur impact sur l'élévation de la température totale.

La constante de temps la plus longue permet d'obtenir une idée sur le moment où la température atteindra le régime permanent. La température atteint une valeur d'environ 98 % de sa valeur maximale :

$$\tau_{98\%} = 4. \tau_1 \quad (\text{II} - 28)$$

A partir des observations précédentes, nous avons mené une étude complémentaire en (2-D) en faisant varier la longueur de la grille " l_g " de $0,1 \mu\text{m}$ à $1 \mu\text{m}$ afin de voir l'impact de la

réduction de la longueur de grille sur les diverses constantes de temps thermiques. Un flux de chaleur $Q_0 = 0.1W$ est appliquée sur la 'grille' (lg) (pour les différentes longueurs de grille) et une température uniforme $T_0 = 0^\circ C$ au bas de la couche. Ensuite, les différentes constantes de temps et résistances thermiques ont été extraites pour chaque longueur de grille.

La Figure 49 montre que toutes les constantes de temps thermiques extraites ne dépendent pas de la variation de longueur de grille. Ces dernières s'étalent entre environ 1ns à 100 μs .

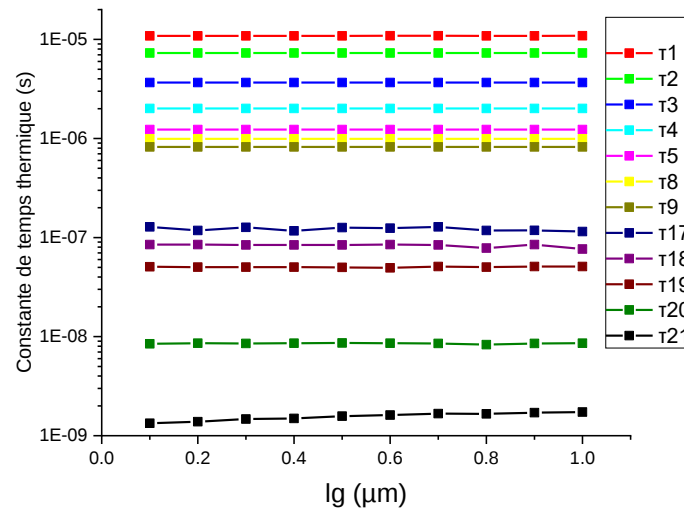


Figure 49 : Constantes de temps thermiques en fonction de la longueur de la grille

En ce qui concerne les résistances thermiques du système (Figure 50), la seule résistance non constante est celle qui correspond à la constante de temps thermique la plus courte (τ_{21}). Soit, celle qui correspond au voisinage immédiat de la source de chaleur.

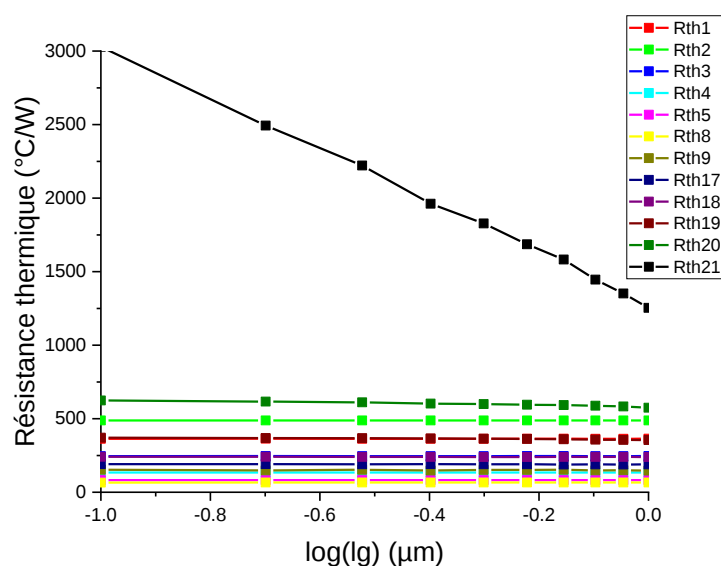


Figure 50 : Résistance thermique en fonction de la longueur de la grille

En outre, un autre résultat intéressant repose sur le fait que la capacité thermique la plus courte est linéaire en fonction de " l_g " (Figure 51) tandis que la résistance thermique est linéaire avec $\log(l_g)$ (Figure 50) [63].

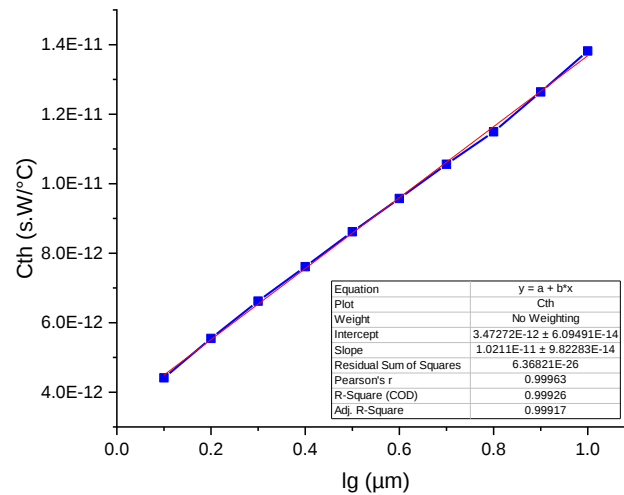


Figure 51 : Capacité thermique la plus courte en fonction de la longueur de grille

Cette observation sur la tendance des résistances thermiques est tout à fait cohérente avec l'observation de Darwish et al. [24], où il a montré que seule une partie de la résistance dépend du $\log(l_g)$. De même Cahill [91] montre les effets en $\log(l_g)$ lorsque les dimensions de la grille sont submicroniques. Concernant la variation de la capacité thermique, nous n'avons rien trouvé dans la littérature.

II.4.2. Simulation (2D), à deux couches

Comme mentionné précédemment, les transistors HEMT GaN nécessitent de prendre en considération en plus du substrat SiC, la couche GaN qui représente la couche le tampon dans la détermination de la réponse transitoire du dispositif.

Une couche d'épitaxie GaN a été ajoutée avec une longueur de grille pouvant varier 0,1 et 1 μm . La Figure 52 montre la structure utilisée pour les simulations 2-D à deux couches. Pour la première simulation, $l_g=0.1\mu\text{m}$, $L_2=1.7\mu\text{m}$ et $L_1=70\mu\text{m}$.

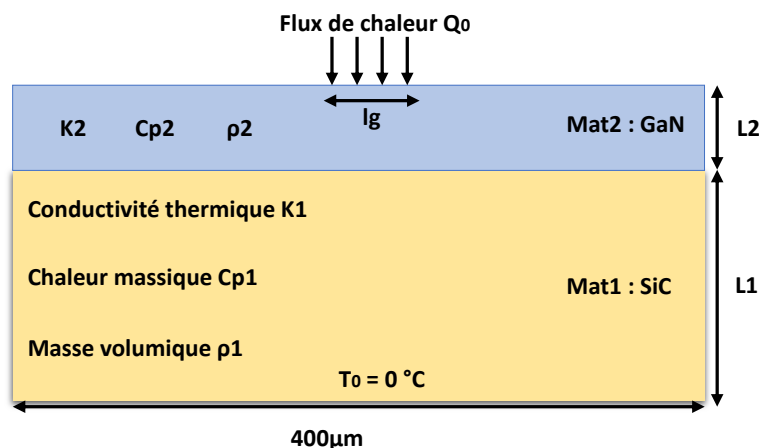


Figure 52 : Structure 2-D, à deux couches

La Figure 53 montre la réponse transitoire de la température normalisée. Il est très clair que l'introduction de la couche de GaN a un impact plus important sur la réponse transitoire thermique.

La température de pointe de la structure GaN sur SiC s'élève à un rythme plus rapide que le substrat SiC seul en raison de la conductivité thermique inférieure du GaN par rapport au SiC. Dans les deux cas, la température atteint le régime permanent à $10\mu\text{s}$ comme prévu en utilisant la formule montrée précédemment pour la structure 1-D.

Contrairement au cas 1 -D avec deux matériaux, la présence du tampon GaN peut avoir une influence significative sur la réponse transitoire de la température comme le montre la Figure 53.

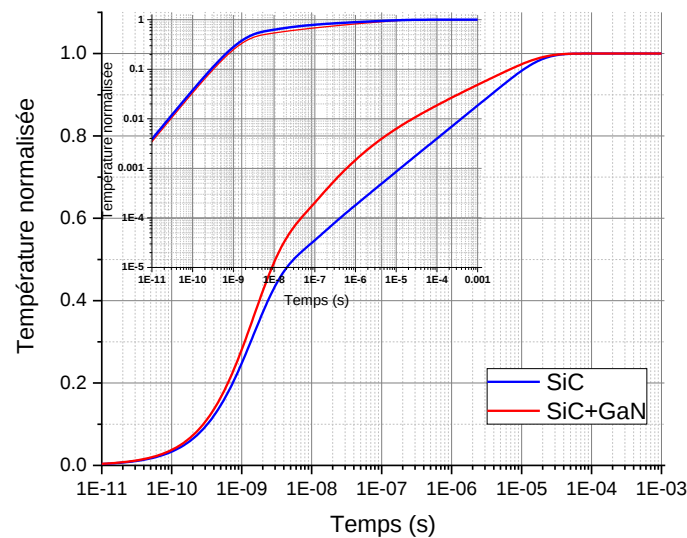


Figure 53 : Réponse normalisée de la température en fonction du temps

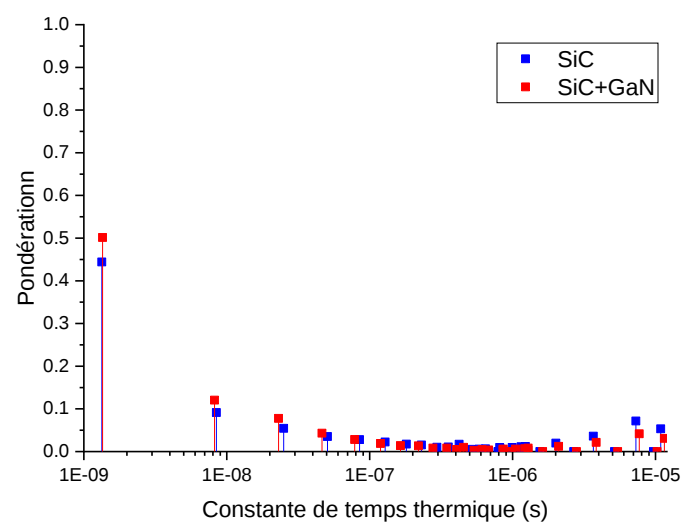


Figure 54 : Spectre de la constante de temps thermique pour une structure 2-D $l_g = 0,1\ \mu\text{m}$: comparaison entre une couche unique et une structure à deux couches

La Figure 54 présente le spectre des constantes de temps pour les deux simulations avec du SiC et du SiC+GaN. La couche GaN tampon entraîne un décalage des constantes de temps thermiques présentes dans la simulation avec le SiC seul. Dans le cas des constantes de temps supérieures à $1\mu s$, les pondérations des constantes de temps baissent tandis que pour celles inférieures à $0,1\mu s$, leur poids augmente. Il en résulte que la température maximale de la structure GaN sur SiC augmente plus rapidement que celle du substrat SiC seul. Nous observons également une différence de forme entre les deux courbes transitoires normalisées.

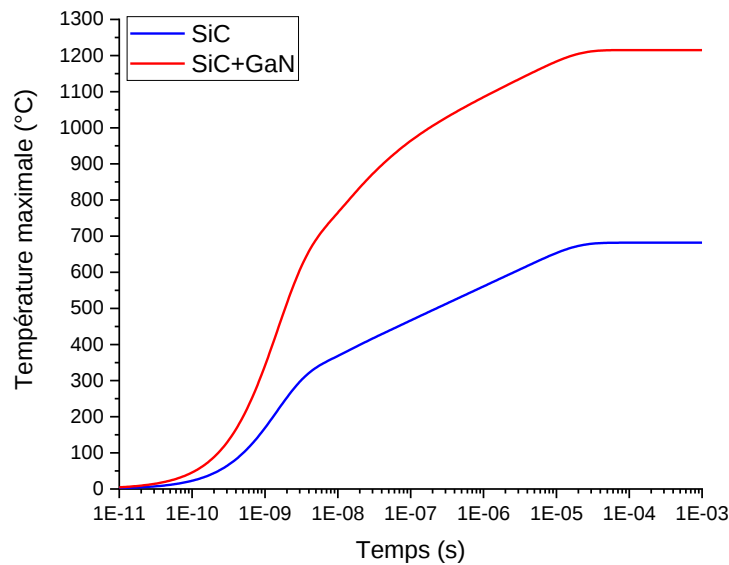


Figure 55 : Comparaison du résultat de simulation de la température maximale pour les deux structures SiC et SiC+GaN pour une longueur de grille égale à $0.1\mu m$

La Figure 55 montre que la température maximale en régime permanent simulée pour la structure SiC+GaN est supérieure de 40% à celle de la structure SiC en raison de la conductivité thermique du GaN. Cette dernière est trois fois plus faible que celle du SiC. Cahill a montré dans son article l'impact de chaque couche sur la résistance thermique totale d'un transistor [91].

II.5. Etude en régime transitoire non-linéaire (Analyse à une seule dimension (1-D))

Comme la conductivité thermique de nombreux semi-conducteurs, dont le GaN et le SiC, dépendent fortement de la température, le comportement thermique transitoire des HEMT GaN sous forte dissipation de puissance est affecté par la dépendance en température de ces propriétés physiques.

Pour mieux comprendre les effets non-linéaires de la conductivité thermique sur le transitoire de la température, la structure (Figure 56) en 1-D est simulée sous Salome-Meca, où le flux thermique est appliqué sur le haut de la structure et une température de socle (T_0) est imposée sur le bas de cette même structure. Les autres parois sont adiabatiques.

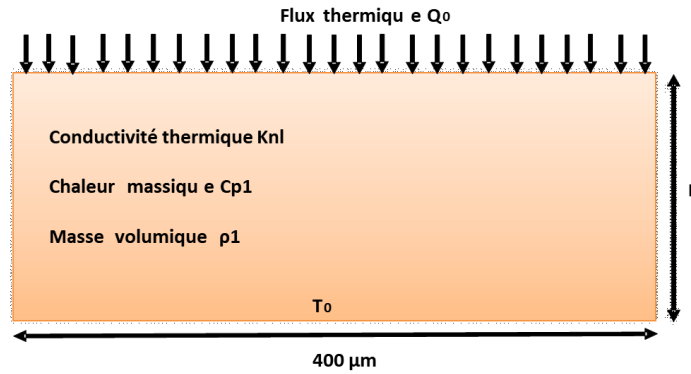


Figure 56 : Structure simulée en non-linéaire

La conductivité non-linéaire utilisée lors de cette simulation s'exprime par la formule suivante :

$$K_{nl}(T) = K_{300} \cdot \left(\frac{300}{T} \right)^n \quad (\text{II} - 37)$$

Avec K_{300} la conductivité thermique à 300K, n une constante connue en fonction du matériau choisi et T la température en Kelvin.

La Figure 57 montre le résultat de la simulation transitoire de l'impédance thermique normalisée pour diverses puissances dissipées appliquées sur le haut de la structure (Figure 56).

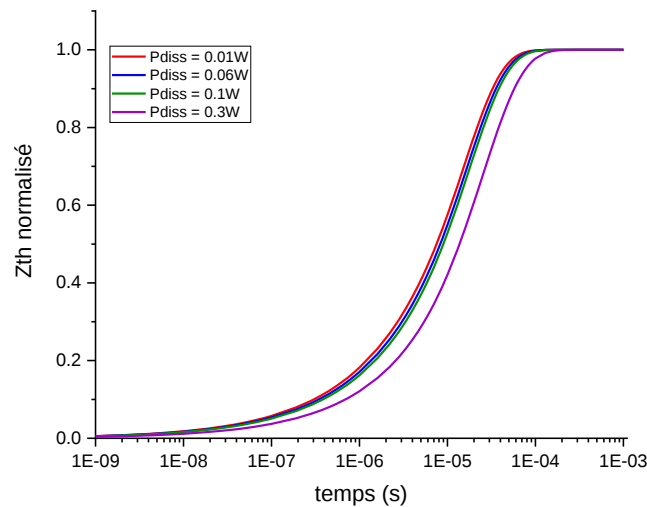


Figure 57 : Transitoire de la température pour différentes puissances dissipées

Cette courbe montre que la variation de la puissance dissipée induit une translation de la réponse transitoire de la température vers les temps courts.

Nous allons par la suite supposer :

- Que la chaleur massique du matériau reste constante.
- Que seule la conductivité thermique dépend de la puissance dissipée dans la structure.

Que les constantes de temps suivent la loi de Bagnall rappelée en (II-20). Nous rappelons Keff la conductivité thermique efficace permettant de retrouver la courbe transitoire de la température pour chaque puissance dissipée seulement en utilisant la formule (II-20) pour

calculer les valeurs des constantes de temps thermiques et les valeurs des résistances thermiques présentées dans le [tableau 6](#) (Le pourcentage définit les valeurs des pondérations normalisées).

$$\tau_n = \frac{4 \cdot \rho \cdot C_p \cdot L^2}{(2n - 1)^2 \cdot \pi^2 \cdot K_{eff}} \quad (\text{II} - 38)$$

Avec le logiciel de simulation ADS, un circuit RC de type Cauer a été utilisé afin d'ajuster la courbe transitoire de la température simulée sous Salome-Meca pour différentes puissances dissipées.

A partir des résultats présentés dans le [tableau 6](#), nous utilisons les valeurs des pondérations (pourcentage) comme valeurs de résistances thermiques normalisées. Ensuite, les valeurs des capacités thermiques normalisées sont calculées à partir des constantes de temps thermiques qui à leur tour sont calculées à partir de la formule de Bagnall (II-20). Seule la conductivité thermique efficace (K_{eff}) varie afin d'ajuster les courbes de la température pour différentes puissances dissipées.

Pour chaque valeur de puissance dissipée, une courbe de température est obtenue avec la simulation FEM. Ensuite elle est ajustée sur ADS en changeant la valeur de la conductivité thermique efficace.

Cette conductivité thermique est tracée en fonction de la puissance dissipée appliquée sur le haut de la structure (Figure 58). Elle montre le caractère linéaire de la conductivité thermique efficace en fonction de la puissance dissipée. Il est possible de l'exprimer par la formule suivante :

$$K_{eff} = a \cdot P_{diss} + b \quad (\text{II} - 39)$$

Par conséquent, en utilisant simplement la formule II-39 dans l'équation de Bagnall (II-19), il est possible de trouver la réponse transitoire de la température sans passer par une simulation FEM. Le but par la suite est de déterminer les deux paramètres (a) et (b).

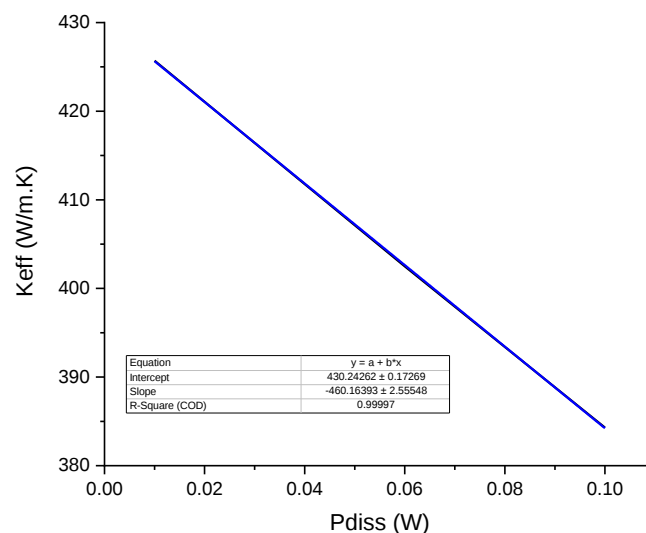


Figure 58 : Conductivité thermique efficace en fonction de la puissance dissipée

Afin de déterminer l'expression des deux paramètres a et b en fonction paramètres existants dans la formule de la conductivité thermique non-linéaire (n et $K(T_0)$) avec T_0 la température

du socle Figure 56, nous avons fait varier la conductivité thermique $K(T_0)$, correspondant à la température initiale entre 250 à 390 W/m.K.

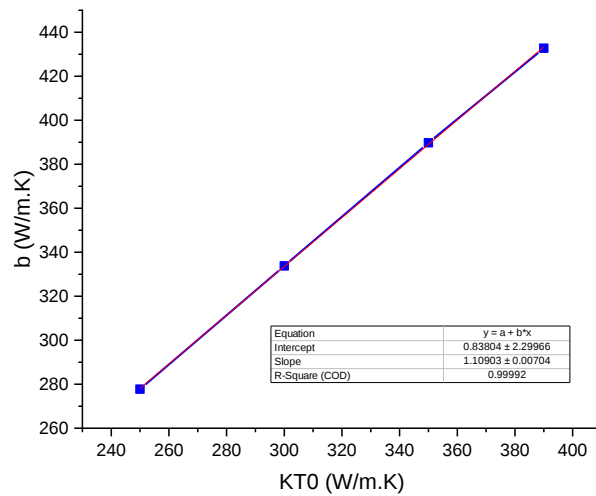


Figure 59 : Le paramètre b en fonction de la conductivité à la température initiale (celle du socle)

La Figure 59 montre que le paramètre « b » varie linéairement en fonction de K_{T_0} . Contrairement au paramètre « a » qui reste constant en fonction de K_{T_0} .

Il est possible d'exprimer le paramètre « b » comme :

$$b = \theta \cdot K_{nl}(T_0 + 25) \quad (II - 40)$$

Il ne reste plus qu'à faire varier la valeur du paramètre « n » afin de déterminer la réponse de « a » et de « θ ». La valeur de « n » varie entre 1.2 et 1.6 dans cette simulation.

Les Figure 60 et Figure 61 montrent que « a » et « θ » sont des fonctions linéaires de n . Ceci permet de trouver une formule analytique complète de la conductivité thermique.

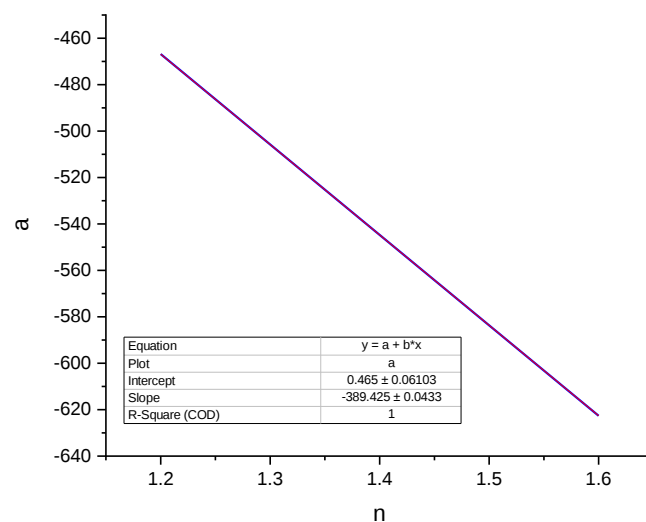


Figure 60 : Le paramètre a en fonction de n

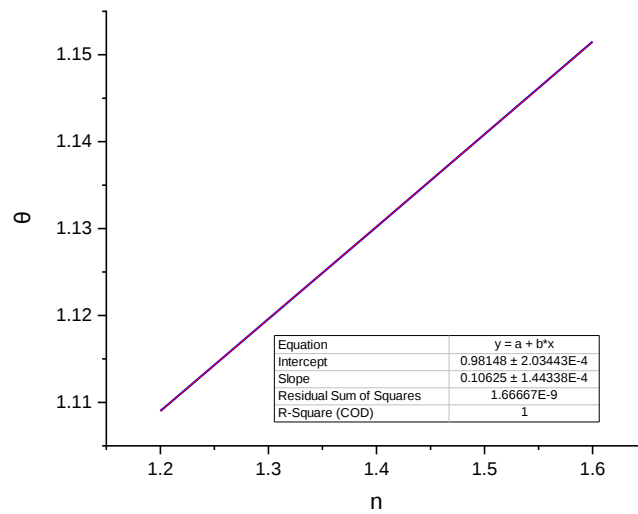


Figure 61 : le paramètre Θ en fonction de n

A partir des Figure 60 et Figure 61, la conductivité efficace s'exprime comme :

$$K_{eff} = -389,42 \cdot n \cdot P_{diss} + (0.106n + 0,9814) \cdot K_{nl}(T_0 + 25) \quad (II - 41)$$

Avec $K_{nl}(T_0 + 25)$ la conductivité thermique à la température $(T_0 + 25)$ en Kelvin.

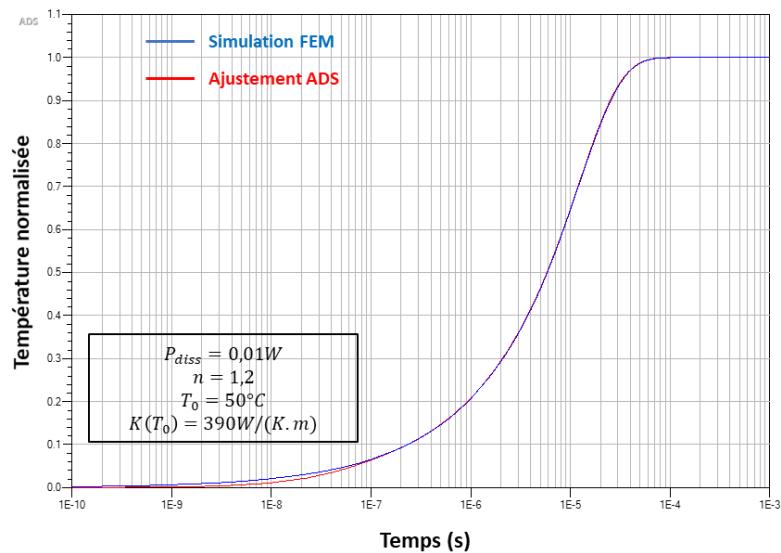


Figure 62 : Comparaison entre la réponse transitoire de la température normalisée obtenus avec la simulation FEM en bleue et avec un ajustement en utilisant une valeur de conductivité efficace égale à 354 W/(m.K)

La Figure 62 montre une comparaison de la température transitoire normalisée entre la simulation numérique et le modèle Caueur basée sur le calcul de la conductivité thermique

efficace. Cette figure montre qu'avec la formule (II-41), il est possible de retrouver la réponse transitoire de la température sans passer par une simulation numérique.

Avec cette formule analytique, il est possible de retrouver la courbe transitoire de la température pour n'importe quel matériau et pour différentes puissances dissipées pour une structure en (1-D). Il suffit d'utiliser la conductivité thermique efficace et de l'utiliser pour calculer les différentes constantes de temps du système en se basant sur la formule (II-19). Ce qui permet de ramener un problème non linéaire en un problème linéaire et de retrouver la réponse transitoire de la température sans passer par une simulation FEM.

Nous n'avons pas encore étudié le comportement transitoire de la température pour des structures plus réalistes.

II.6. Conclusion

Dans ce chapitre, la méthode de réduction d'ordre avec les vecteurs de Ritz a été utilisée pour l'extraction systématique des constantes de temps thermiques et résistances thermiques pour des structures 1D à une ou deux couches mais également des structures à deux dimensions où la longueur de grille varie.

Il a été montré que cette technique numérique appliquée sur une structure en une seule dimension donne bien les bons coefficients. On peut aussi donc supposer que la réduction d'ordre appliquée sur des structures plus complexes donneraient probablement les constantes de temps thermiques réelles ainsi que leur pondération.

Plusieurs formules analytiques ont été présentées afin de comprendre l'aspect transitoire dans les transistors HEMT GaN et de permettre au lecteur d'avoir un ordre de grandeur sur les constantes de temps thermiques en fonction des matériaux utilisées.

Une étude non linéaire sur un cas simple initie les perspectives de ces études sur des cas plus complexes.

Chapitre III. Caractérisation et validation de la température dans les transistors HEMTs GaN

III.1. Introduction

Le troisième chapitre de ce travail de thèse est destiné à la mesure de la température des composants HEMT GaN.

Le premier but de cette thèse a consisté tout d'abord à mettre en place le banc de mesure de thermoréfectance acquis en octobre 2019, à étudier ses possibilités, ses limites et à établir un protocole de mesure fiable permettant de cartographier la température d'un composant hyperfréquence.

La seconde étape a été la validation des résultats obtenus par le biais d'autres méthodes de type électrique que nous avons développées à XLIM depuis plusieurs années

Nos véhicules de test ont été tout d'abord une ligne microruban sur silicium, puis des transistors HEMT GaN de type GH15 issus essentiellement de la fonderie UMS.

Tout d'abord, nous présenterons les bancs de mesure utilisés pour la caractérisation de la température, aussi bien en régime permanent qu'en régime transitoire et les diverses étapes du processus de la mesure. Les méthodes de mesure utilisées sont soit des méthodes électriques, par exemple, I-V impulsionnelle, 3ω , ..., ou une méthode optique basée sur la mesure de la réflectance (thermoreflectance thermographie). Puis, nous souhaitons valider l'utilisation de cette méthode optique pour la mesure de température sur les composants de puissance. Ainsi, une micro-ligne servira d'échantillon de mesure dans le but de caractériser la température au niveau de ce composant par les méthodes existantes au laboratoire. Les résultats de mesures seront par la suite comparés. Après avoir validé l'utilisation de la méthode par thermoréfectance sur la mesure de la température, nous nous intéressons aux aspects thermiques dans les HEMTs GaN. Pour cela, le transistor UMS de la filière GH15 6x50 μ m sera choisi comme dispositif de mesure. Le transistor GH15 6x50 μ m possède un pont à air rendant la mesure proche du canal difficile. Nous proposerons en fin de chapitre une étude sur un transistor spécifique « désigné » par UMS, de type GH15 2x150 μ m disposant d'une grille connectée aux deux bouts et sans pont à air afin de se rapprocher et de mesurer la température sur le point le plus chaud afin de mieux comprendre l'aspect thermique dans les transistors HEMTs GaN.

III.2. Présentation des bancs de mesures

Nous commencerons par présenter les bancs de mesures (disponibles à Xlim) utilisés dans ce chapitre. Trois méthodes électriques (I-V impulsionnelle, grille à grille et 3ω) et une méthode optique (thermoreflectance) seront utilisées dans le but de mesurer la résistance thermique et l'impédance thermique des composants à caractériser.

III.2.1. Banc de mesure 3ω

III.2.1.1. Présentation du banc de mesure

Le banc de mesure a été développé au laboratoire XLIM afin d'extraire l'impédance thermique des composants en puissance. La Figure 63 montre le schéma du banc de mesure 3ω disponible au laboratoire Xlim.

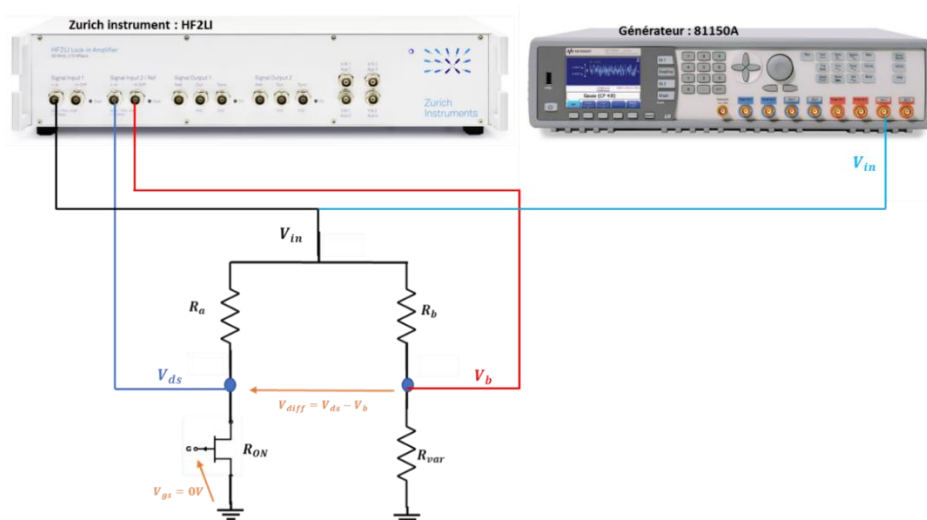


Figure 63 : Schéma du banc de mesure 3ω dans le cas de mesure pour un transistor

Pour effectuer des mesures précises de la résistance thermique, il est nécessaire de procéder à une analyse très approfondie des caractéristiques des différents éléments intégrant le banc de mesure 3ω .

- **Générateur alternatif 81150A**

La source d'excitation employée dans cette mesure est le générateur 81150A. Cette source possède deux caractéristiques importantes.

La première caractéristique est son Taux de Distorsion Harmonique (TDH) très faible qui permet de générer des signaux sinusoïdaux purs sans venir ajouter un signal à la troisième harmonique, source d'erreurs dans notre méthode de mesure.

La deuxième caractéristique est la possibilité de choisir l'impédance de sortie du générateur entre 5Ω et 50Ω . Cela permet d'obtenir une bonne adaptation en tension à l'entrée du pont de Wheatstone. Notamment pour les transistors de puissance HEMT GaN qui disposent d'un faible R_{ON} (de l'ordre de quelques Ohm).

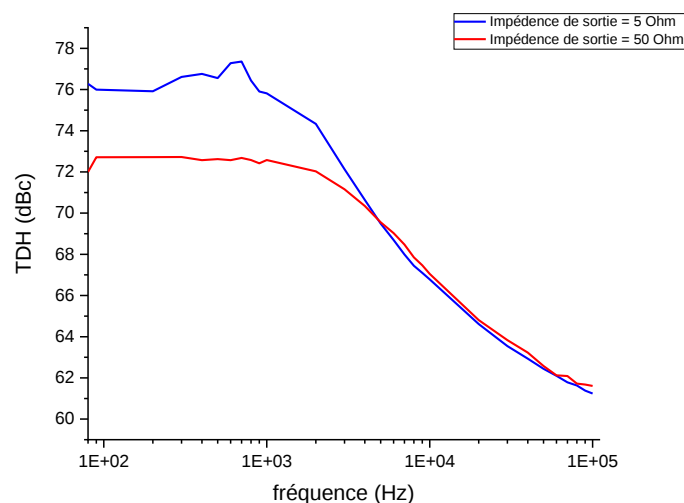


Figure 64 : Mesure du taux de distorsion harmonique du générateur 81150A pour une tension de 500 mV_{RMS}

La Figure 64 montre que le générateur 81150A présente ainsi un bon niveau de TDH, n'entraînant en aucun cas la création d'harmoniques qui viendraient perturber le signal mesuré. Cette mesure de validation vient confirmer le choix de cette source d'excitation.

- **Pont de Wheatstone**

Le pont de Wheatstone, une fois équilibré, permet d'éliminer le signal à la fréquence fondamentale ($V_{diff\omega}$) et ainsi d'augmenter la dynamique de mesure. Cela met en évidence la nécessité d'équilibrer le pont sur une large gamme de fréquences.

Sur le pont de Wheatstone, il est essentiel de bien choisir les résistances pour permettre de réaliser une mesure précise.

Il faut veiller à ce que les résistances du pont présentent un faible coefficient de température pour garantir que leurs effets thermiques soient négligeables devant ceux des composants à mesurer. Étant donné que le tronçon où sera connecté le transistor est le plus sensible, la résistance, R_a est choisie avec, un coefficient de température le plus faible possible (0,05ppm/°C), soit un facteur proche de 1000 entre le coefficient de température des composants à mesurer et la résistance R_a .

Les résistances de la deuxième branche sont 200 fois plus grandes que celles de la branche « R_a » afin que tout le courant circule à travers la branche reliée au transistor.

La Figure 65 permet d'illustrer les différents signaux à mesurer sur le pont de Wheatstone.

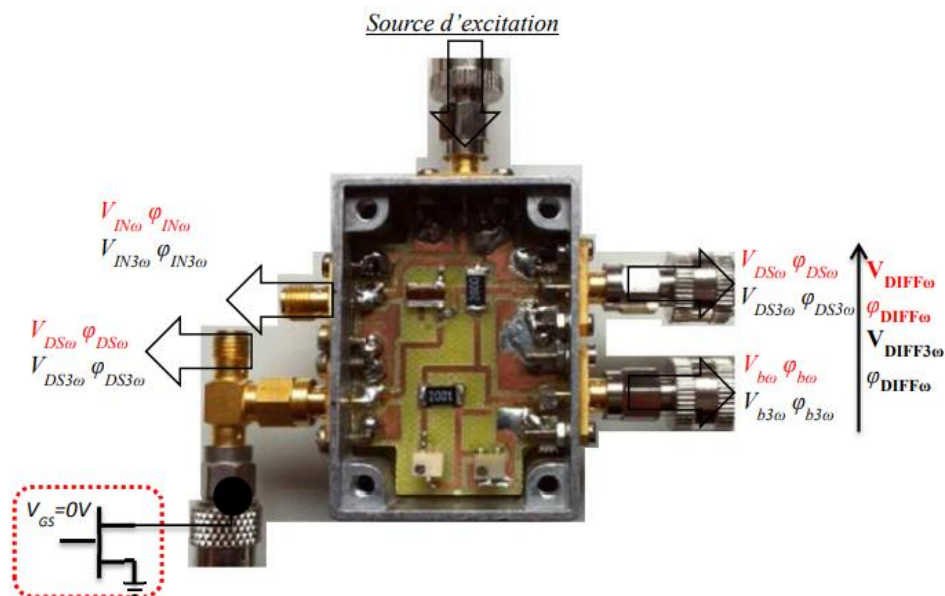


Figure 65 : Présentation du pont de Wheatstone avec les différents signaux mesurés [92]

- **Amplificateur à verrouillage : HF2LI**

Pour les mesures des signaux, nous avons choisi l'amplificateur à verrouillage HF2LI de Zurich Instrument possède une gamme de fréquences de 1μHz à 50MHz et une plage dynamique de 120dB, permettant de mesurer des signaux de quelques μV.

Les tensions mesurées dans chaque canal du HF2LI sont :

- Le canal 1 : $V_{in\omega}$, $V_{in2\omega}$ et $V_{in3\omega}$.
- Le canal 2 : $V_{ds\omega}$, $V_{ds2\omega}$ et $V_{ds3\omega}$ si mode différentiel désactivé
 $V_{diff\omega}$, $V_{diff2\omega}$ et $V_{diff3\omega}$ si mode différentiel activé

III.2.1.2. Les étapes de la mesure 3ω

La mesure de l'impédance ou de la résistance thermique par la méthode 3ω nécessite le passage par différentes étapes de mesure. La Figure 66 présente les principales étapes de mesure de cette technique.

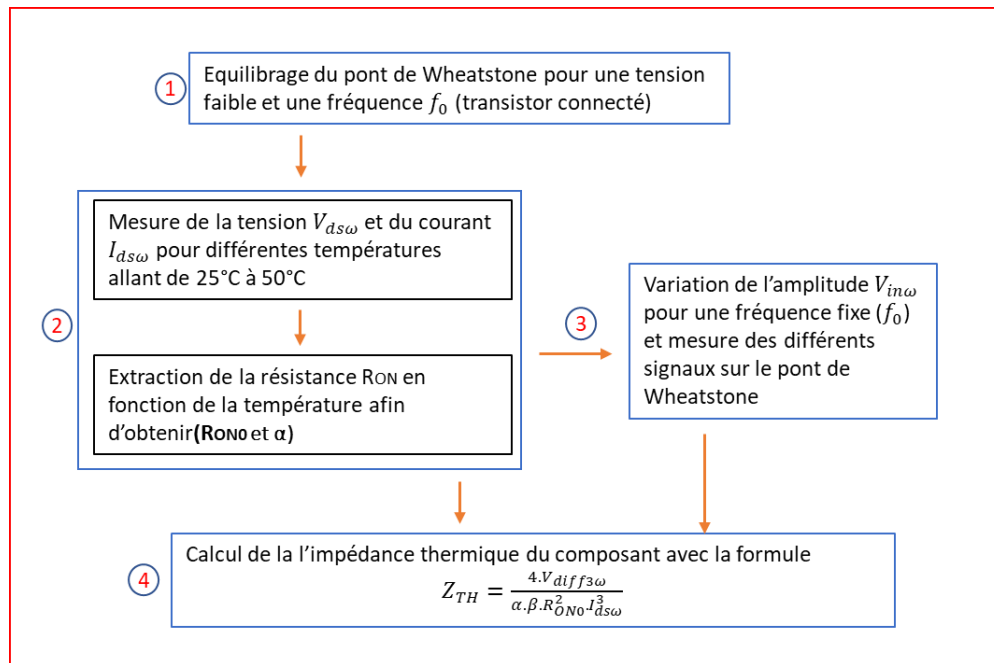


Figure 66 : Etapes de mesures de l'impédance thermique par la méthode 3ω

Comme le montre la Figure 66, la première étape consiste à équilibrer le pont de Wheatstone pour la fréquence f_0 de mesure choisie. Il est recommandé d'éviter les harmoniques de la fréquence du réseau (Hz), et de choisir une faible tension de la source d'excitation ($V_{in\omega}$).

La deuxième étape, dite étape d'étalonnage consiste à déterminer la résistance R_{on} pour différentes températures de socle. Pour cela, une faible tension $V_{in\omega}$ de valeur entre 0.1 et 1V est appliquée à l'entrée du pont. Ensuite, la tension $V_{ds\omega}$ et le courant $I_{ds\omega}$ sont extraites à l'aide du l'amplificateur à verrouillage HF2LI.

Il est donc possible de remonter à la valeur de la résistance de drain avec la formule $R_{ON} = \frac{V_{ds\omega}}{I_{ds\omega}}$. Cette démarche est réalisée pour diverses températures de socle de 25°C à 100°C.

La troisième étape est celle de la mesure proprement dite. Une fois le comportement de la résistance R_{on} en fonction de la température connue, un balayage en tension est appliqué et les différentes tensions sont mesurées pour différentes harmoniques 1 et 3.

Il est possible d'extraire la résistance thermique, voire l'impédance thermique si l'on fait varier la fréquence de la source par :

$$Z_{TH} = \frac{4 \cdot V_{diff3\omega}}{\alpha \cdot \beta \cdot R_{ON0}^2 \cdot I_{DS\omega}^3} \quad (III - 1)$$

La Figure 67 est une représentation électrique du pont de Wheatstone avec les différentes résistances présentes sur ce pont. La résistance R_0 représente la résistance interne du générateur 81150A (5 ou 50Ω), R_b une résistance de valeur constante (200Ω), R_a une résistance qui ne varie pas en fonction de la température (Vishay 2,2 Ω [93]) et R_{var} une résistance variable permettant l'équilibre du pont.

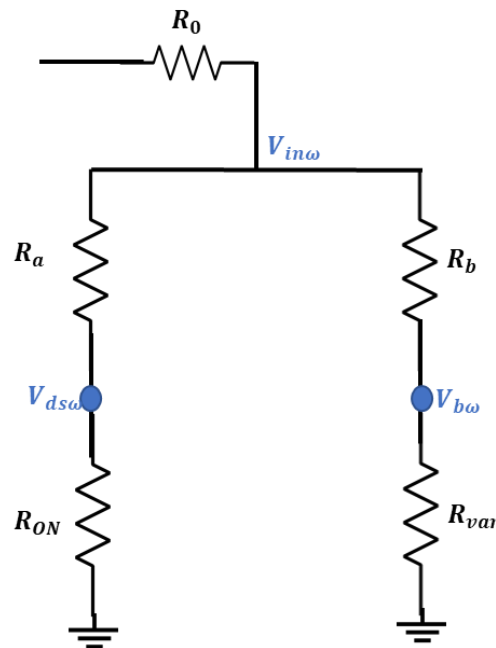


Figure 67 : Schéma simplifié du pont de Wheatstone à la première harmonique

III.2.2. Banc de mesure de microscopie en thermoreflectance

III.2.2.1. Présentation du banc de mesure

Les mesures de la température sont effectuées par le banc de thermoreflectance basé sur le modèle commercial dit NT220B de Microsanj [94]. Ce banc de mesure permet d'avoir une résolution temporelle de 50ns, une sensibilité thermique de 0.5°C (pour des métaux) et une résolution spatiale de l'ordre de la demi longueur d'onde utilisée lors de la mesure.

Ce banc de mesure est constitué des éléments suivants :

- Caméra CCD (4MP)
- Microscope optique SEIWA
- SanjScope, SanjSource et SanjCONTROLLER
- Software SanjView

La Figure 68 montre le banc de mesure disponible à Xlim avec ces différents éléments que nous allons définir par la suite.



Figure 68 : Banc de mesure Microsanj par thermoreflectance

- **Caméra CCD**

La caméra CCD est un appareil numérique disposant d'un capteur d'images à couplage de charge (un capteur de lumière CMOS sur un circuit intégré). La caméra utilisée dans le banc possède des pixels actifs de l'ordre de 4MP (2048x2048). Elle permet de collecter les données de chaque pixel et ensuite les traiter par le programme SanjView afin de déterminer la température du composant sous test.

- **Microscope optique SEIWA**

Le microscope optique SEIWA est le dispositif permettant à son utilisateur de remplacer les objectifs et d'utiliser une molette de mise au point manuelle afin d'avoir une image nette.

Les objectifs disponibles au laboratoire sont 5x (ON = 0.15), 20x (ON=0.40), 100x (ON=0.52) et 50x (ON=0.45). L'objectif à grossissement 50x permet de laisser passer une longueur d'onde égale à 365nm (proche UV).

- **SanjSource et SanjCONTROLLER**

- SanjSOURCE est une source de lumière multi-longueurs d'onde de l'ordre de la nanoseconde. Elle permet de sélectionner quatre longueurs d'ondes d'éclairage (365nm, 470nm, 530nm et 780nm). Elle permet aussi de contrôler les différentes sources LED (LED output, LED trigger in et LED trigger out). Il est possible de synchroniser la LED optique avec un générateur d'impulsion externe afin de faire des mesures transitoires (Device trigger out, in). Le générateur externe utilisé est le Kethley 4200-SCS.
- SanjCONTROLLER est un ordinateur qui permet de contrôler tous les éléments du banc de mesure via le logiciel SanjView

- **Logiciel SanjView**

Le logiciel SanjView (Figure 69) permet de gérer les éléments du banc de mesure, par exemple le choix de la LED optique adéquate pour la mesure, le déclenchement du piézoélectrique, la récupération de l'image de la caméra CCD.

Ce logiciel permet de choisir le type de mesure souhaité et effectuer le traitement de données en interne. Par exemple, pour une mesure de calibration, il est possible de contrôler la température de socle, le temps de mesure pour chaque cycle (froid/chaud). Puis, une fois que la mesure est déclenchée, la caméra CCD transmet les données de réflectance de chaque cycle vers le logiciel en vue de fournir une valeur du coefficient de thermoréfectance pour chaque pixel de l'image et pour la longueur d'onde choisie.

De plus, le logiciel permet de consulter des mesures antérieures et de procéder à un traitement de données de mesure.

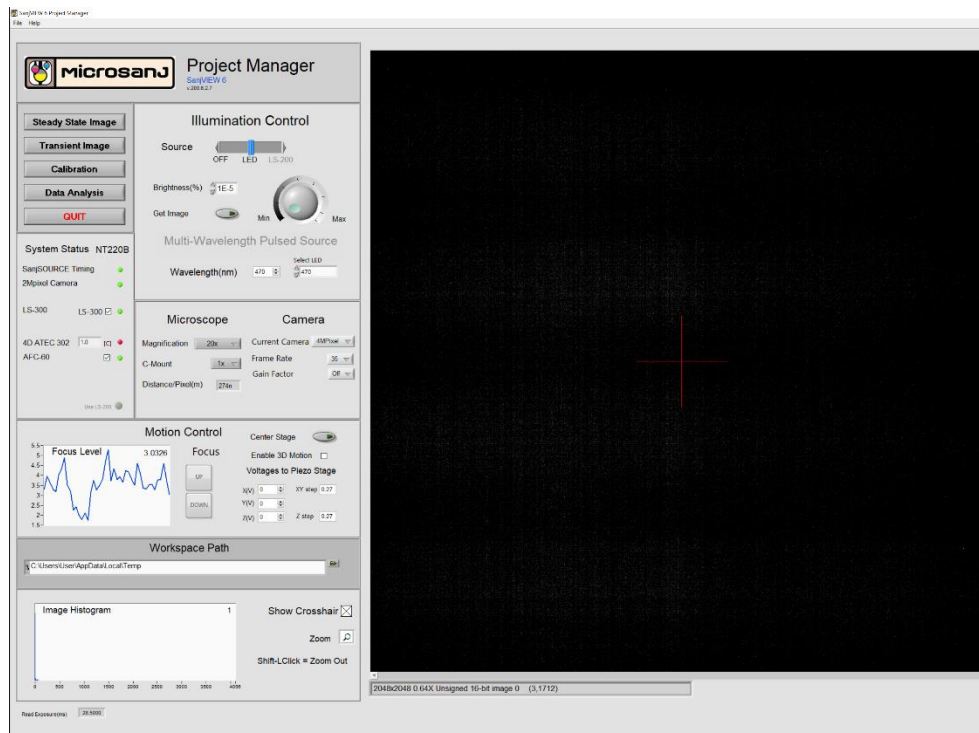


Figure 69 : Le software SanjView de Microsanj

III.2.2.2. Les étapes de mesure

Après la mise en place du composant à caractériser et du choix de l'objectif adéquat, les mesures se font en deux étapes :

La première étape, dite de calibration, concerne la détermination du coefficient de thermorefectance maximal, appelé C_{th} dans la zone d'intérêt spécifiée par l'utilisateur. Pour cela, une différence de température est imposée (ΔT), la réflectance de la surface est mesurée pour les deux températures, pour tous les pixels du champ de mesure.

Il est donc possible d'extraire le coefficient de thermorefectance en se basant sur l'équation définie ci-dessous via les variations de sa réflectivité ΔR :

$$\frac{\Delta R}{R_0} = C_{th} \cdot \Delta T \quad (III - 2)$$

Avec R_0 la réflectivité à température initiale T_0 .

Cette démarche s'effectue pour les quatre longueurs d'onde présentes sur le banc de thermoreflectance. La longueur d'onde optimale est celle permettant d'obtenir une valeur maximale de C_{th} . La principale difficulté réside dans la détermination précise de ce coefficient, sachant qu'il varie fortement d'un matériau à un autre ainsi qu'avec la longueur d'onde.

La deuxième étape est l'étape de la mesure de la température. Elle peut s'effectuer soit en régime permanent ou en régime transitoire.

Les diodes optiques sont synchronisées avec le générateur d'impulsions ou le générateur de courant continu. La réflectance est mesurée à froid (pas de signal appliqué) et à chaud (signal appliqué) pour la longueur d'onde optimale. Connaissant C_{th} , la température de surface du composant dans la zone de mesure est extraite avec la simple relation linéaire (III-2).

III.2.3. Banc de mesure basé sur la méthode I-V en impulsion

III.2.3.1. Présentation du banc de mesure

Le système de mesure I(V) impulsionnel repose sur le principe de l'application de courtes impulsions rectangulaires sur la grille et le drain du transistor à effet de champ autour d'une polarisation continue. Pour minimiser l'auto échauffement du composant sous test, il est nécessaire de choisir convenablement les durées des impulsions de drain et de grille ainsi que leur période pour que le composant ne chauffe que très peu pendant l'impulsion et ait le temps de refroidir entre deux impulsions successives afin que la température de repos soit stable et fixée par le point de polarisation du transistor.

Le banc de mesure utilisé pour les mesures I(V) en impulsion avec un « chuck » thermique est représenté Figure 70.

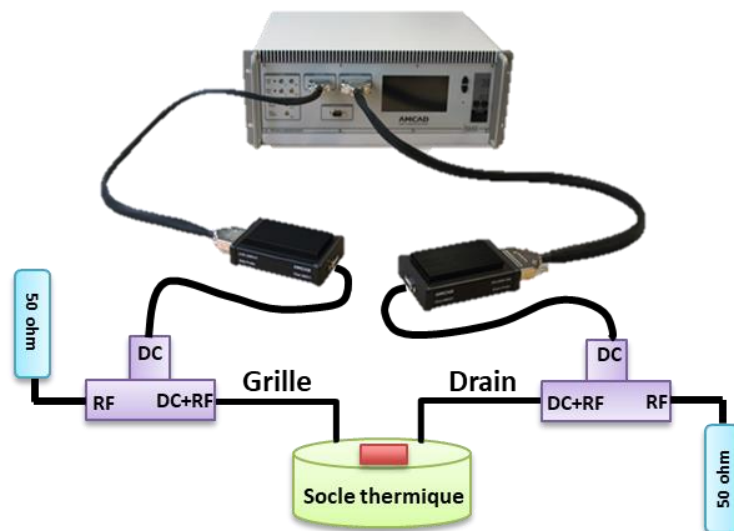


Figure 70 : Banc de mesure I-V régime impulsionnel [19]

Le dispositif de mesure (AMCAD : AM200) possède deux modes de fonctionnement indépendants : mode pulsé ou mode continu. Le chuck thermique permet de réguler la température du socle sur une plage entre 25°C et 200°C.

III.2.3.2. Les étapes de mesure de la résistance thermique

Cette méthode repose sur des mesures I/V pulsées et se compose de deux étapes. Tout d'abord, la dépendance en température des paramètres du transistor est calibrée en fonction de la variation de la température du socle thermique (température de chuck) à puissance dissipée nulle. Ensuite, ce même transistor est mesuré à une température de socle fixée mais pour plusieurs valeurs de puissances dissipées.

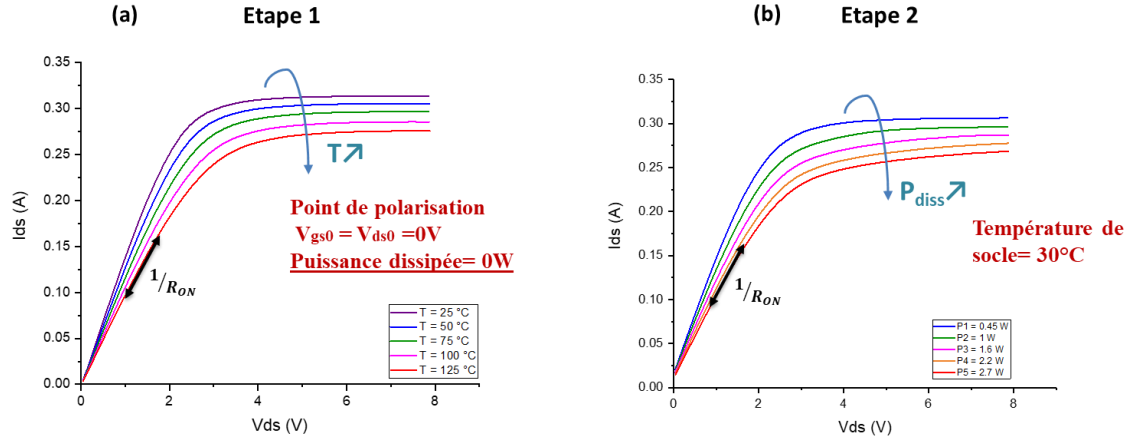


Figure 71 : Etapes de mesure de la méthode I-V impulsionnelle (a) variation de la température (b) variation de la puissance dissipée

La première étape de mesure est l'étape de calibration. Elle consiste à mesurer le courant de drain (I_{ds}) en fonction de la tension de drain (V_{ds}) pour différentes températures de socle allant de 25°C à 125°C et pour une valeur fixe de la tension de grille ($V_{GS} = 0V$) (Figure 71-a).

Les tensions de polarisations du drain (V_{DSq}) et de la grille (V_{GSq}) sont fixées à une valeur nulle. Ainsi, aucun effet d'auto-échauffement n'est ressenti par le composant puisque la puissance dissipée est nulle.

À partir des mesures pulsées du courant de drain à chaque température, les variations de la résistance R_{ON} en fonction de la température peuvent être déterminées pour une tension de grille fixe de 0 V et des tensions de drain variant de 0 à 10 V par pas de 0.5 V. La dépendance linéaire entre R_{ON} et la température permet d'écrire l'expression ci-dessous :

$$R_{ON}(\Delta T) = R_{ON}(T_0) + \frac{dR_{ON}}{dT} \cdot \Delta T \quad (III - 3)$$

La deuxième étape de la méthode consiste à fixer la température de socle (température de chuck) et à faire varier le point de polarisation (V_{DSq}) et (V_{GSq}) (Figure 71-b). Pour chaque point de polarisation choisi la puissance dissipée varie. Ainsi, nous pouvons alors mesurer la résistance R_{on} à différentes températures qui seront définies par le point de polarisation.

Nous pouvons écrire l'équation ci-dessous compte tenu de la dépendance linéaire entre R_{ON} et la puissance dissipée :

$$R_{ON}(P_{diss}) = R_{ON}(T_0) + \frac{dR_{ON}}{dP_{diss}} \cdot P_{diss} \quad (\text{III} - 4)$$

Sachant que $\Delta T = T - T_0$

La résistance thermique peut donc être extraite de la relation suivante :

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{diss}} = \frac{\left(\frac{dR_{ON}}{dP_{diss}} \right)}{\left(\frac{dR_{ON}}{dT} \right)} \quad (\text{III} - 5)$$

III.2.4. Banc de mesure du courant de grille en fonction du temps

Le principe de mesure repose sur la mesure du courant de grille en présence d'une dissipation de puissance au niveau du transistor (tension d'impulsion sur le drain). Le banc de mesure est présenté Figure 72. Le générateur impulsionnel (AMCAD) permet d'appliquer des tensions impulsionnelles sur la grille et sur le drain du transistor. La sonde de courant permet de mesurer le courant de grille en fonction du temps en utilisant l'oscilloscope (DP02 [95]) Figure 72.

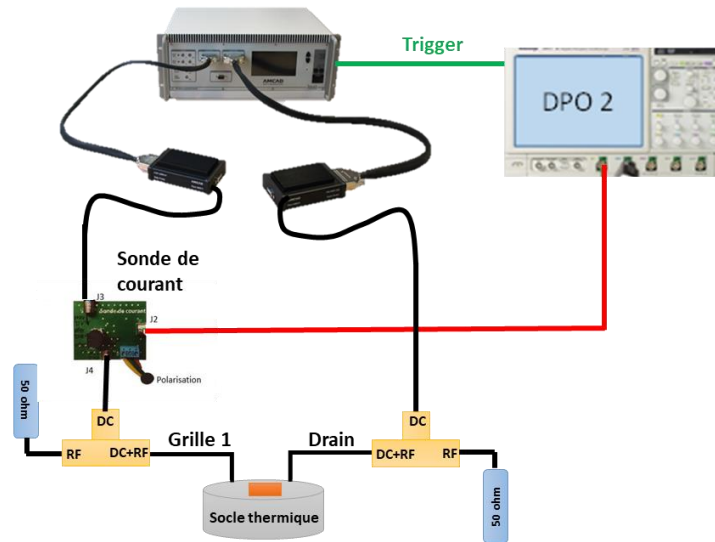


Figure 72 : Banc de mesure I_g impulsionnel en fonction du temps

La sonde de courant comporte un amplificateur faible bruit avec une large bande passante (AD8421 de Analog devices) et permet de mesurer le courant de grille en fonction du temps lorsqu'une puissance dissipée est appliquée sur le transistor (impulsion sur le drain).

L'oscilloscope DP02 est commandé par le banc AMCAD AM200 pour que une fois la mesure lancée, grâce à cette sonde à effet Hall, l'oscilloscope permet de mesurer la réponse temporelle du courant qui traverse la grille métallique.

III.3. Caractérisation de l'impédance thermique d'une ligne micro-heater

Nous allons nous intéresser maintenant aux caractérisations et validations de la méthode par thermoreflectance pour la mesure de la température. Dans cette perspective, la température d'une ligne microruban est extraite par diverses méthodes à la fois de mesure et de simulation. Deux méthodes de mesures seront utilisées, la méthode par thermoreflectance et la méthode 3ω . Une simulation FEM sera ensuite réalisée en régime linéaire afin d'effectuer une validation croisée avec les différents résultats de mesure.

Le choix de cette ligne microruban comme premier véhicule de test correspond à une volonté de disposer d'un accès simplifié à la surface du composant autorisant une mesure précise par thermoreflectance sans être confronté à d'autres phénomènes perturbateurs.

III.3.1. Présentation du composant

Un exemple d'élément chauffant micro-ligne de $5\mu\text{m}$ de large et $500\mu\text{m}$ de long, composé de différentes couches, est représenté sur la Figure 73.

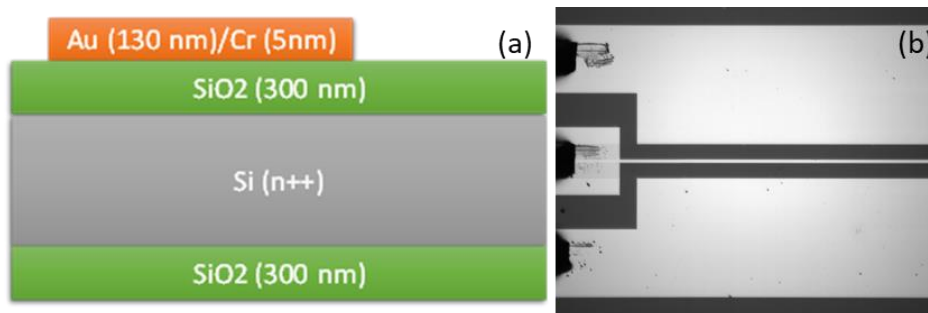


Figure 73 : ligne micro-heater (a) structure de la ligne (b) image CCD de la ligne

Cette ligne est utilisée pour valider les résultats de mesure obtenus par la méthode de thermoreflectance.

III.3.2. Mesure de la résistance thermique par la méthode 3ω

La première mesure réalisée sur la ligne microruban est la méthode électrique 3ω détaillée précédemment (partie III.2.1).

La première étape de la mesure consiste à équilibrer le pont pour une tension d'entrée faible et une fréquence égale à 321Hz. Par ailleurs, il est nécessaire de connaître le comportement de la résistance de drain en fonction de la température pour déterminer la résistance thermique par la méthode 3ω .

La valeur de la résistance de drain R_{ON} en fonction de la température est donnée à la Figure 74. Cette figure présente une relation linéaire en fonction de la température. Autrement dit, le thermomètre est défini par la relation entre la résistance et la température.

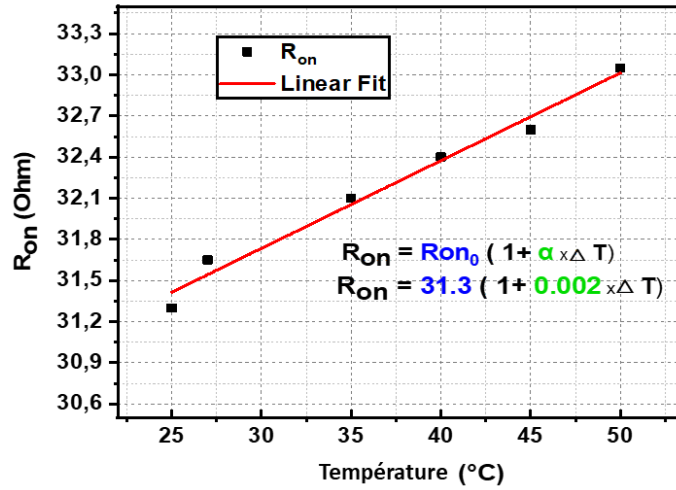


Figure 74 : La valeur de Ron de la micro-ligne en fonction de la température

La Figure 74 indique que la résistance du drain se définit comme suit :

$$R_{ON}(\Delta T) = R_{ON0}(1 + \alpha \Delta T) \quad (\text{III} - 6)$$

$$R_{ON}(\Delta T) = 31,3 (1 + 0,002 \Delta T) \quad (\text{III} - 7)$$

Cette formule permet l'extraction de la résistance de drain à la température de référence ($R_{ON0} = 31.3 \, \Omega$) et le coefficient thermique ($\alpha = 0.0021 \, ^\circ\text{C}^{-1}$).

La deuxième étape consiste à réaliser un balayage de la tension du générateur 81150A pour une fréquence constante (321Hz) et de mesurer les divers signaux évoqués plus haut.

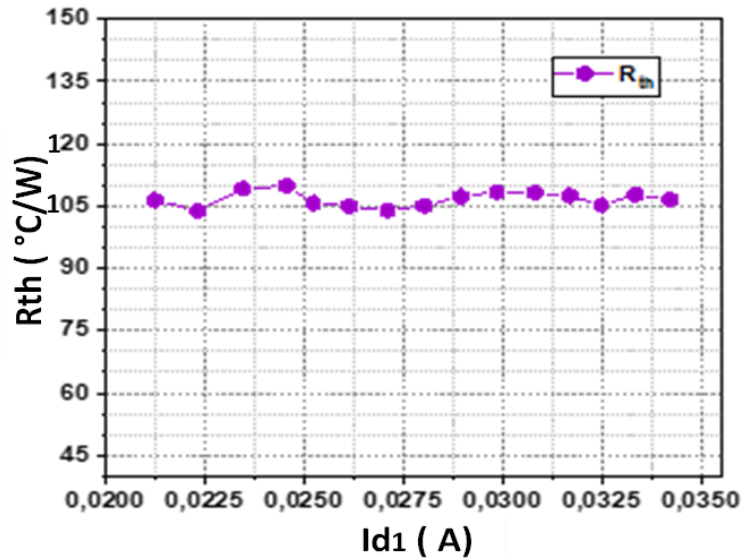


Figure 75 : Résistance thermique extraite par la méthode 3w

La valeur de la résistance thermique extraite par la méthode de mesure 3w pour la micro-ligne est de 107 °C/W comme le montre la Figure 75.

III.3.3. Mesure de l'impédance thermique par thermoreflectance

La deuxième mesure se fait avec la méthode de thermoreflectance sur la même micro-ligne. Ainsi, la première étape de la mesure de la thermoréfectance consiste à trouver la longueur d'onde optimale et à effectuer le processus de calibration comme expliqué dans la partie (III.2.2.2.).

Pour cette micro-ligne, la longueur d'onde qui donne la meilleure sensibilité est 530nm (lumière verte) en raison de la présence de l'or sur le dessus du dispositif [96].

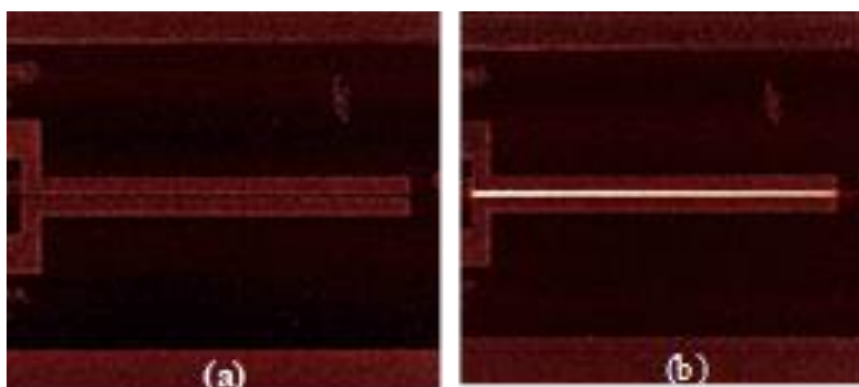


Figure 76 : Échantillon du composant micro-ligne (a) froid (b) chaud

La mesure transitoire est effectuée à l'aide d'un objectif à grossissement 20x. La largeur d'impulsion est de 10 μ s et la période de 100 μ s. Ainsi, le dispositif peut atteindre la température maximale pendant les 10% du cycle d'utilisation et aura le temps de revenir à sa température de référence. La Figure 76 montre une image du composant est à froid (a) et à chaud (b). Nous pouvons voir clairement que l'échauffement est localisé sur la ligne.

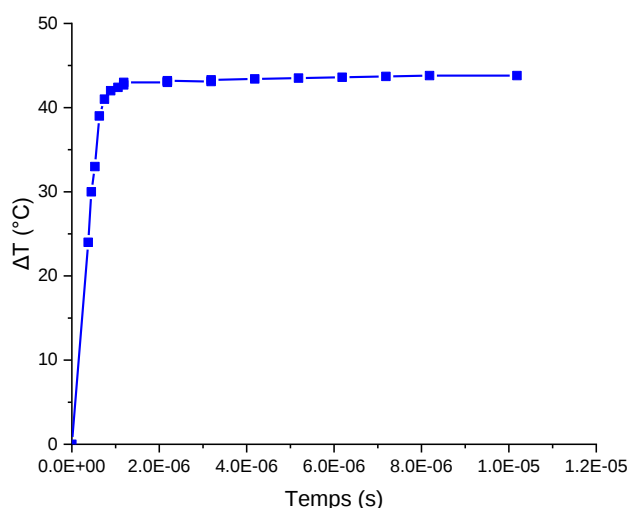


Figure 77 : Température extraite dans la micro-ligne en fonction du temps

La température transitoire mesurée sur le dispositif sous test est représentée sur la Figure 77. La température extraite est $\Delta T = 43.7$ °C.

Connaissant la différence de température mesurée avec la méthode par thermoreflectance ΔT et la puissance dissipée appliquée sur cette ligne, la résistance thermique peut être facilement calculée par :

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{diss}} \quad (\text{III} - 8)$$

La résistance thermique mesurée est : $R_{th} = 109 \text{ }^{\circ}\text{C/W}$.

La constante de temps thermique mesurée de l'ordre de $\tau = 200 \text{ ns}$.

III.3.4. Simulation thermique transitoire

Enfin pour valider les résultats des deux mesures précédentes, une simulation en régime linéaire est réalisée sur la structure de la micro-ligne.

Tout d'abord, il s'agit de définir la géométrie de la structure. Le module de géométrie est relativement simple à utiliser. De plus, les dimensions peuvent être stockées dans une table sur le logiciel afin de changer une dimension sans redessiner la structure si nécessaire, ce qui est très puissant pour redimensionner ces dernières.

Le maillage est ensuite calculé dans le module de maillage. Nous avons utilisé le maillage automatique qui fonctionne correctement pour ce dispositif simple. Il suffit de faire attention à la taille minimale et maximale définie lors du maillage pour obtenir des résultats précis.

La dernière étape consiste à définir les conductivités thermiques, la capacité thermique volumétrique pour les différents matériaux utilisés dans la simulation et à attribuer les charges thermiques telles que la source de chaleur, la résistance de contact thermique ...

Une simulation transitoire est réalisée à l'aide du logiciel Salome-Meca. La puissance dissipée utilisée pour cette simulation est de 1 W, la simulation en régime permanent (Figure 78) révèle une élévation de température de $129,06^{\circ}\text{C}$ pour une température de plaque de base de 25°C , ce qui donne une résistance thermique ($R_{th} = 104 \text{ }^{\circ}\text{C/W}$).

Matériau	Masse volumique (Kg/m ³)	Chaleur massique (J/(Kg.K))	Conductivité thermique (W/(m.K))
Si dopé N+	23300	700	80
Or	19320	130	310

Tableau 10 : Valeurs des conductivités thermiques utilisée pour la simulation de la micro-ligne

Le [tableau 10](#) présente les valeurs des paramètres physiques utilisés pour la réalisation de la simulation linéaire avec le logiciel Salome-Meca

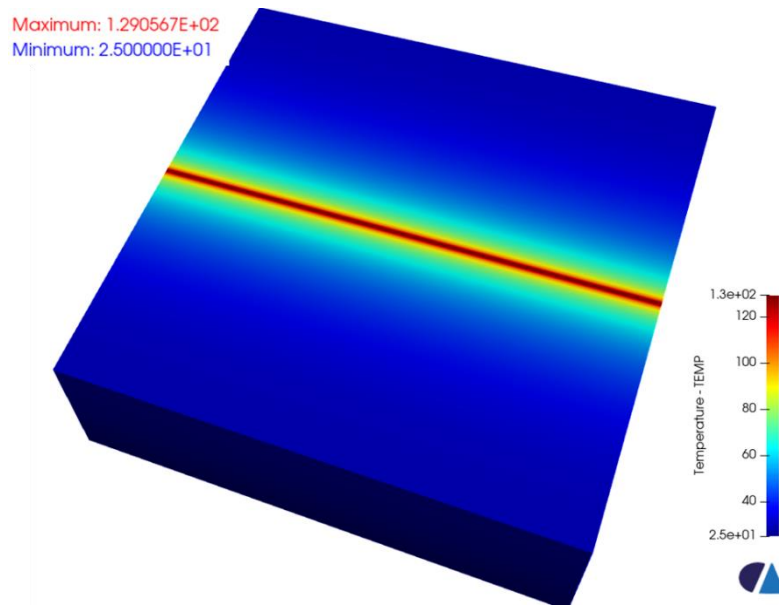


Figure 78 : Simulation en régime permanent de la micro-ligne

Une simulation transitoire a été réalisée afin de comparer la constante de temps thermique entre la simulation et la mesure.

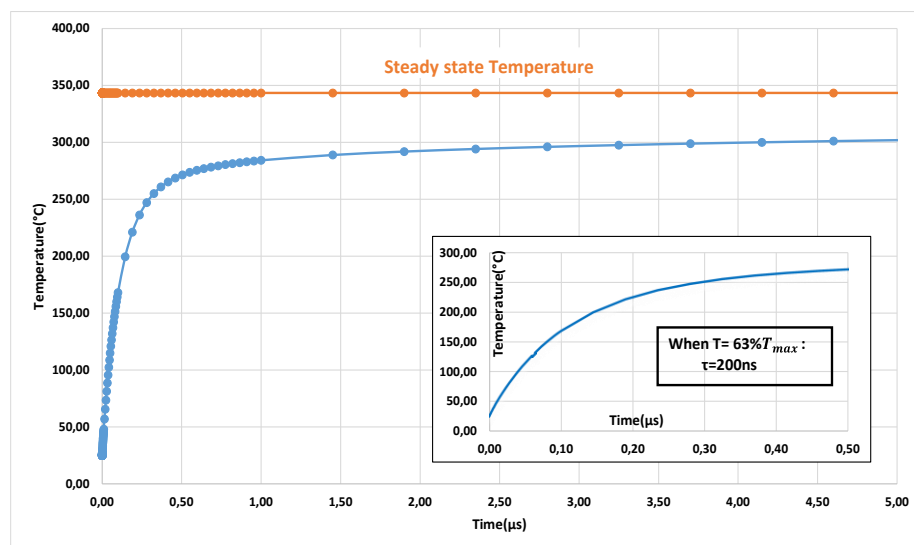


Figure 79 : Simulation transitoire de la température pour la ligne microruban ($P_{diss}=3W$)

La Figure 79 montre que la première constante de temps thermique est d'environ 200ns. L'encart dans la Figure 79 montre une vue agrandie de la température afin d'observer la constante de temps thermique de 200ns.

III.3.5. Comparaison des résultats

Dans cette première partie, la détermination de l'impédance thermique d'une micro-ligne a été réalisée en utilisant la simulation thermique et deux méthodes de mesures différentes : une méthode optique (TR) et une méthode électrique (3ω). Les résultats de la résistance thermique et de la constante de temps thermique sont consignés dans le [tableau 11](#).

Micro-ligne	TR	3 Omega	Simulation 3D
Résistance thermique (°C/W)	109	107	104
Constante de temps thermique (ns)	200		200

Tableau 11 : Comparaison des résultats sur la ligne

La mesure par la méthode de thermoreflectance donne une valeur de résistance thermique égale à 109 °C/W, alors que la méthode à 3 ω donne une valeur égale à 106 °C/W. Cette petite différence peut s'expliquer par le fait que la mesure électrique donne une valeur moyenne sur toute la ligne métallique et que la mesure par thermoreflectance a été réalisée sur le point le plus chaud.

Les résultats de la résistance thermique et de la constante de temps thermique obtenus avec le banc de thermoreflectance sont validés par comparaison avec ceux de la simulation effectuée avec le logiciel Salome-Meca.

La mesure de la température sur la micro-ligne est relativement simple étant donné que l'état de surface est facilement accessible et que le point chaud ne se situe pas à l'intérieur de la structure.

Après avoir validé l'utilisation du banc de mesure par thermoreflectance pour la mesure de la température en régime permanent et transitoire, nous allons donc procéder à la mesure de la température sur des composants de puissance de type HEMT GaN afin d'améliorer notre connaissance des effets thermiques dans ces composants de puissance.

III.4. Caractérisation de la résistance thermique d'un transistor de la fonderie UMS GH15 6x50 μ m

Dans cette partie, les mesures ont été réalisées sur un transistor HEMT de la filière GH15 6x50 μ m basé sur une hétérostructure AlGaIn/GaN développée sur un substrat de carbure de silicium (SiC) de 70 μ m d'épaisseur. La longueur de grille LG est de 0,15 μ m.

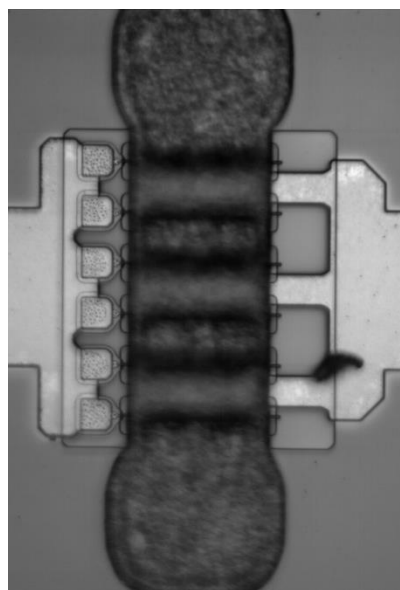


Figure 80 : Image CCD d'un transistor HEMT GaN 6x50 μ m

La Figure 80 montre une image du transistor GH15 6x50µm prise par la caméra CCD.

III.4.1. Mesure de la résistance thermique du transistor GH15 6x50µm

Diverses techniques à la fois de mesure et de simulation seront employées sur ce transistor dans le but de déterminer le comportement de la température dans le régime permanent. Nous utilisons principalement deux méthodes électriques (I-V impulsionnelle et 3ω), une méthode optique (TR) et une simulation en régime permanent.

III.4.1.1. Mesure I-V impulsionnelle

La première méthode utilisée pour caractériser la résistance thermique du composant est la méthode I-V impulsionnelle basée sur la mesure de la résistance R_{ON} pour des impulsions courtes. En effet, les mesures I-V impulsionnelles ont été réalisées avec une largeur d'impulsion de 500ns pour éviter que le transistor ne subisse un effet d'auto-échauffement et une période de 500µs.

- **Etape de calibration**

Le point de repos choisi est $V_{GSq} = V_{DSq} = 0V$, de manière à éviter toute puissance dissipée dans le dispositif. Ensuite, les caractéristiques I-V pulsées du dispositif sont mesurées pour différentes températures de socle de 25°C à 75°C.

La résistance à l'état passant R_{ON} est extraite à partir de la pente de la région linéaire de la caractéristique $I(V)$ et tracée en fonction de la température du socle (Figure 81).

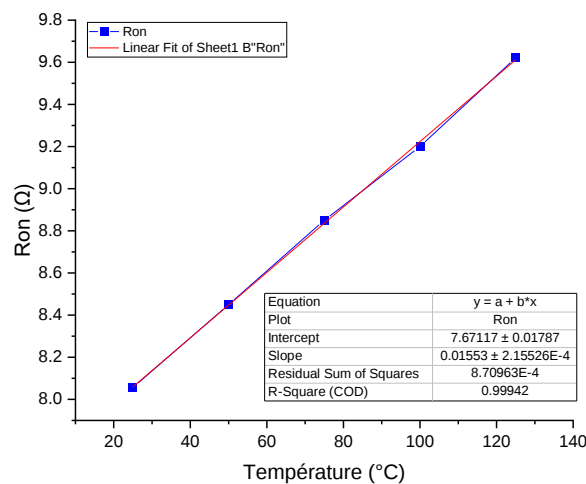


Figure 81 : Extraction de R_{ON} en fonction de la température de socle pour un GH15 6X50µm

La résistance R_{ON} du transistor est une fonction linéaire en fonction de la température. Elle s'exprime par la relation suivante :

$$R_{ON}(T) = 0,016.T + 7,67 \quad (\text{III} - 9)$$

- **Etape de mesure**

Dans la seconde étape, la température est fixée à 25°C, V_{gs0} à 0V et, en faisant varier V_{ds0} de 0 à 10V, le dispositif dissipe une quantité différente de puissance continue par effet d'auto-

échauffement. Ainsi, la résistance R_{ON} a été mesurée en fonction de la puissance dissipée (P_{diss}).

La valeur de la résistance de drain croît lorsque la puissance dissipée augmente (Figure 82) et s'exprime par la formule suivante :

$$R_{ON}(P_{diss}) = 0,69 \cdot P_{diss} + 8,06 \quad (\text{III} - 10)$$

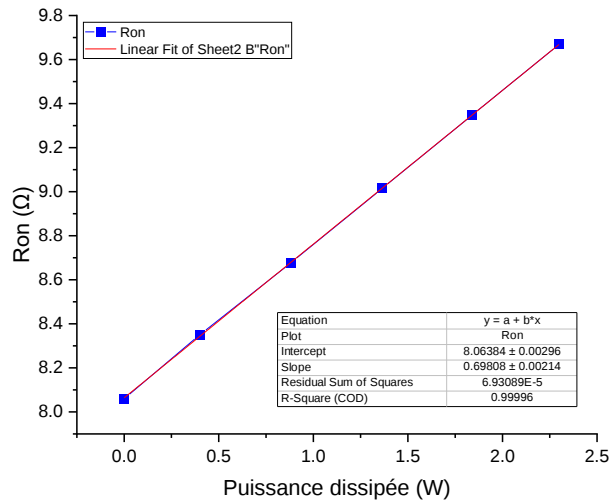


Figure 82 : Extraction de R_{on} en fonction de la puissance dissipée pour un GH15 6X50 μ m

• Extraction de la résistance thermique

La résistance thermique peut être exprimée comme le rapport entre les deux pentes définies précédemment. La résistance thermique du transistor 6x50 μ m est déterminée par la relation suivante :

$$R_{th} = \frac{0.69}{0.016} = 43 \text{ }^{\circ}\text{C/W} \quad (\text{III} - 11)$$

La résistance thermique mesurée du transistor est égale à 43 $^{\circ}\text{C/W}$. Cette valeur représente une valeur moyenne de la température sur toute la longueur du canal du transistor.

III.4.1.2. Mesure par thermoreflectance

La seconde méthode de mesure de la température correspond à la méthode optique basée sur la mesure de la réflectance d'un signal optique sur la surface du composant (thermoreflectance).

La première étape de la mesure est celle de l'étalonnage. Il s'agit de déterminer la longueur d'onde optimale pour la valeur maximale du coefficient de thermoréflectance. Par conséquent, trois mesures ont été réalisées avec trois longueurs d'onde différentes sur toute la surface du transistor.

La Figure 83 présente les résultats de mesure de calibration réalisées pour différentes longueurs d'onde. Pour ce faire, le transistor est posé sur un chuck thermique, une différence de température est appliquée, permettant l'acquisition de la réflectance afin d'obtenir le coefficient de thermoreflectance. Le transistor concerné par la mesure possède un pont à air

rendant la mesure proche du canal impossible, par conséquent la mesure a été effectuée à l'extrémité de la structure comme le montre la Figure 84-a et la Figure 83. Cette dernière montre que pour une longueur d'onde proche UV (365nm), nous obtenons une valeur du coefficient de thermoreflectance (C_{th}) maximal. La valeur obtenue correspond à la valeur attendue pour un matériau GaN comme montré dans [97].

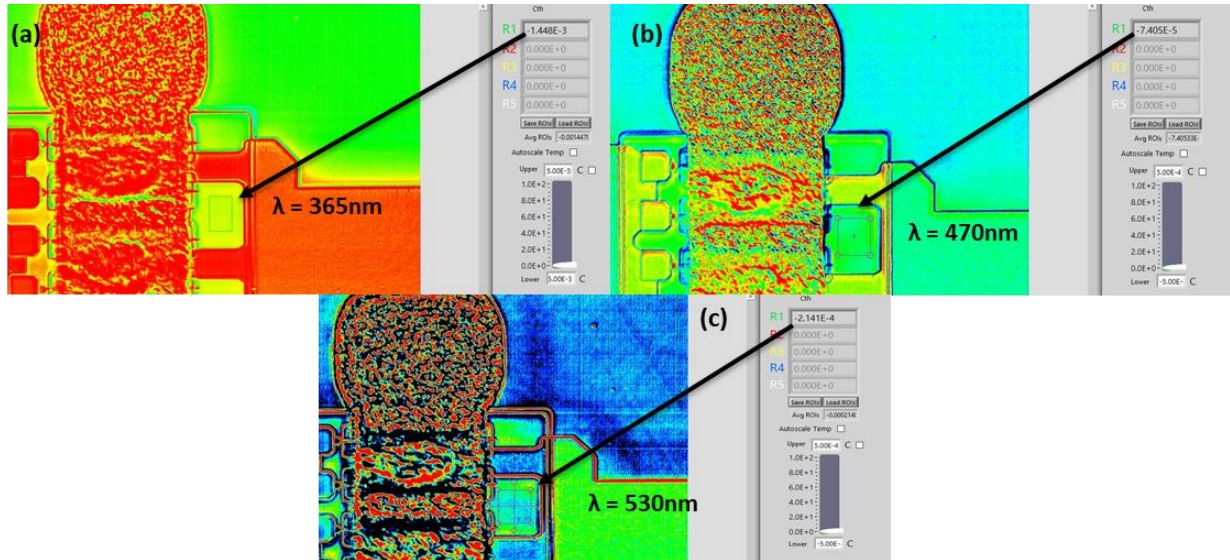


Figure 83 : Image de calibration pour un transistor GH15 6X50μm pour une longueur d'onde (a) proche UV (b) bleue (c) vert

La longueur d'onde choisie pour la suite des mesures est proche UV (365nm). A noter que la source d'illumination sélectionnée ici est une LED UV dispersée incohérente de faible puissance de manière à minimiser le courant photo-induit pendant la mesure de thermoréfectance [98].

En effet, l'objectif 50X avec $ON = 0,42$ permet d'obtenir une résolution spatiale latérale limitée par la diffraction de $\sim 0,3\mu\text{m}$.

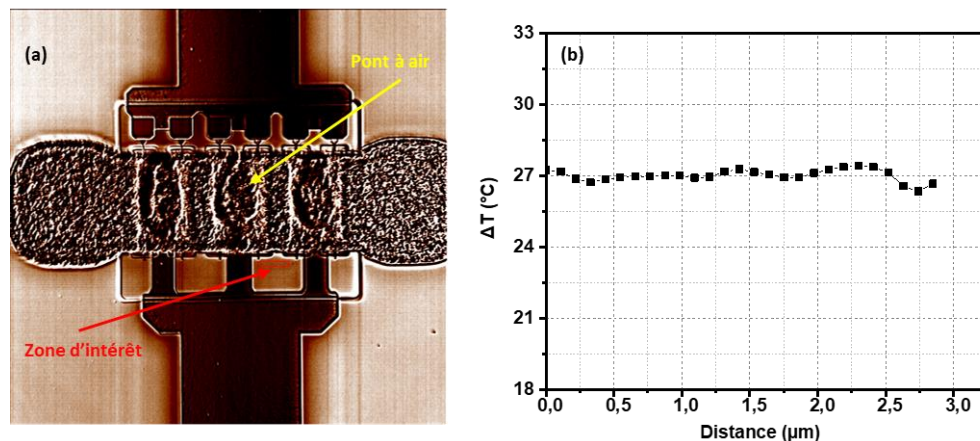


Figure 84 : Mesure TR en régime permanent (a) Image du transistor en chauffe (b) Résultats de mesure de la température

La deuxième étape consiste à appliquer une puissance dissipée ($P_{diss} = 0.63W$) sur le transistor et de mesurer la différence de température sur la zone d'intérêt. La température mesurée en régime permanent est illustrée à la Figure 84-b.

La variation de température mesurée est $\Delta T = 27^{\circ}\text{C}$. De ce fait, la résistance thermique mesurée dans la région d'intérêt est :

$$R_{th} = 43^{\circ}\text{C}/\text{W}$$

La mesure de la température effectuée correspond à une température de surface. Cette température sera plus basse que la température au point le plus chaud du canal. Etant donné la présence du pont à air dans ce dispositif, la valeur de la température au point le plus chaud du transistor est impossible à obtenir. Cela illustre une des contraintes de la mesure par thermoréflexance.

III.4.1.3. Mesure avec la méthode 3ω

La troisième technique de mesure employée que nous avons mise en œuvre pour la détermination de la température dans le canal de ce transistor est la méthode électrique basée sur la mesure du signal à la troisième harmonique. Ce signal donne l'image de la température dans le canal du transistor comme expliquée précédemment.

Pour commencer, il est indispensable de réaliser un étalonnage du banc de mesure 3ω en équilibrant le pont de Wheatstone de façon à mesurer l'amplitude des oscillations thermiques. Cette opération se fait pour une faible amplitude du signal d'excitation V_{in} et à une fréquence fixe (321Hz) comme expliqué précédemment.

Une mesure de la résistance R_{ON} du transistor sera réalisée afin de déterminer sa variation avec la température à un point de polarisation zéro ($V_{gs0}=V_{ds0}=0\text{V}$).

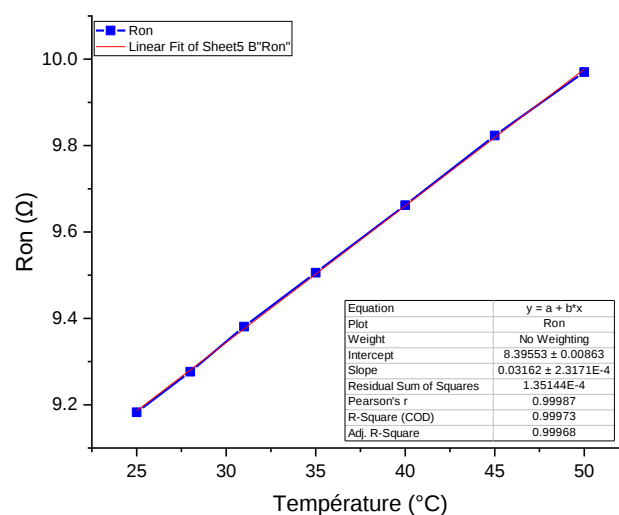


Figure 85 : Extraction de la résistance R_{on} en fonction de la température avec la mesure 3ω

Les résultats de mesures pour une température allant de 25°C à 50°C sont présentées dans la Figure 85. Après cette procédure de calibration, nous faisons varier la tension d'entrée afin de faire varier la puissance dissipée appliquée sur le transistor. Ainsi, le courant de drain à la première harmonique $I_{ds\omega}$ et la tension à la troisième harmonique $V_{diff3\omega}$ sont mesurés pour ces conditions. En effet, l'amplitude des oscillations thermiques du transistor varie cubiquement avec le courant injecté comme le montre la Figure 86.

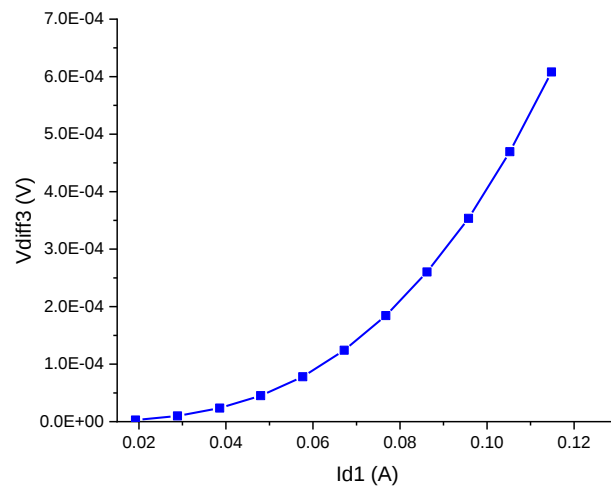


Figure 86 : Mesure des oscillations thermiques avec la méthode 3ω

Ensuite, la valeur de la résistance thermique a été extraite pour le transistor GH15 6x50 μ m comme le montre la Figure 87.

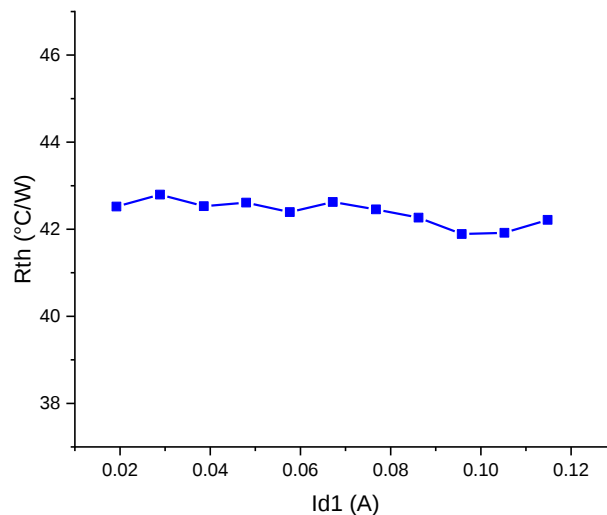


Figure 87 : Extraction de la résistance thermique du transistor GH15 6X50 μ m

La Figure 87 donne la valeur de la résistance thermique extraite avec la méthode 3ω . Celle-ci est de l'ordre de 42°C/W. Cette valeur donne l'information de la température moyenne sur le canal du transistor. Il faut noter que la valeur de la résistance thermique demeure constante en fonction du courant injecté à une fréquence donnée (321Hz).

III.4.1.4. Simulation linéaire avec le logiciel Salome-Meca

Afin de valider les résultats obtenus par les trois méthodes de mesure I-V impulsionnelle, thermoreflectance et 3ω , une simulation en régime permanent est mise en œuvre.

Pour la simulation en régime permanent, la structure du dispositif d'un GH15 6x50 μ m est symétrique par rapport à l'axe X et l'axe Y (Figure 88) et donc le quart de la structure est utilisé pour la simulation.

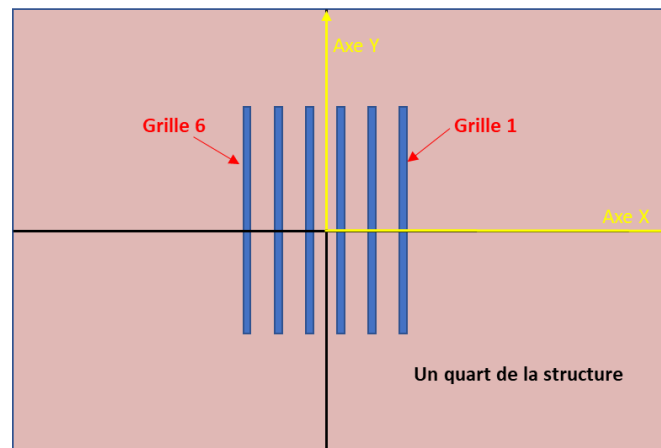


Figure 88 : Schéma simplifié montrant la symétrie en X et en Y du transistor 6x50µm

Une condition aux limites adiabatique est considérée sur la zone de la structure et une puissance dissipée égale à 1W est appliquée sur le quart de la structure. Donc, la puissance continue appliquée est de $29.63 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ ($P_{\text{diss}}/(\text{longueur} \times \text{largeur} \times \text{épaisseur})$) par source de chaleur.

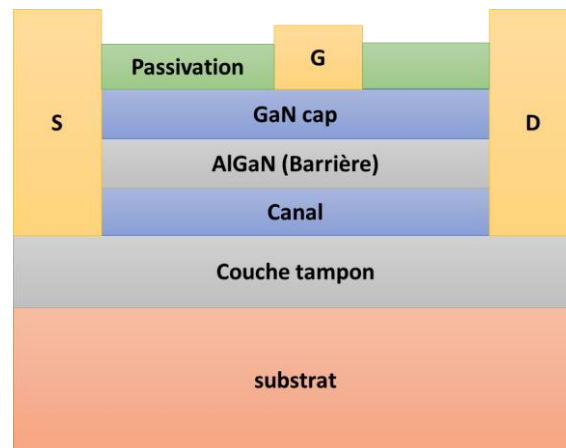


Figure 89 : Structure d'un transistor HEMT GaN

La Figure 89 montre la structure utilisée pour la simulation FEM en régime linéaire. Lors de la simulation en régime permanent, seule la conductivité thermique intervient dans le calcul.

Matériau	Conductivité thermique (W/(m.K))
Au	310
SiN	35
AlGaIn	40
GaN	130
SiC	390

Tableau 12 : Conductivité thermique utilisée pour la simulation en régime permanent

Le [tableau 12](#) présente les conductivités thermiques utilisées lors de la simulation linéaire en régime permanent.

Selon la Figure 90, la température maximale obtenue dans le canal est $T_{\max} = 196,2^{\circ}\text{C}$ (pour une plaque de base de 25°C donc $\Delta T = 171,2^{\circ}\text{C}$). Ainsi, la résistance thermique simulée pour le GH15 $6 \times 50 \mu\text{m}$ est de $R_{\text{th}} = 43^{\circ}\text{C/W}$.

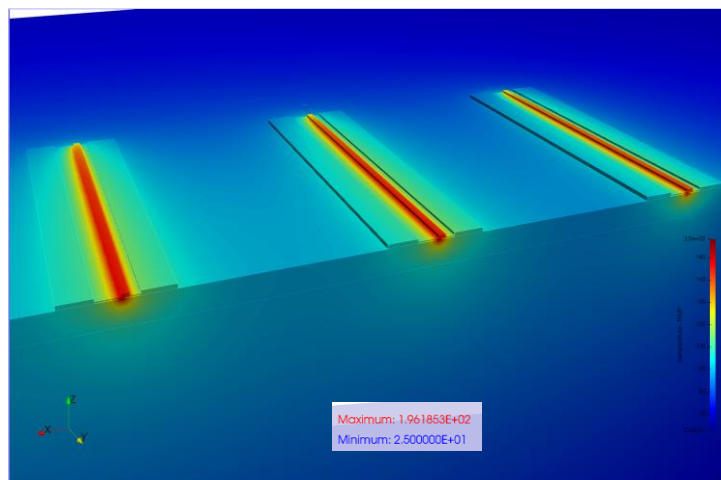


Figure 90 : Simulation en régime permanent pour le dispositif de $6 \times 50 \mu\text{m}$

Cette simulation reste toutefois simpliste puisqu'elle ne prend pas en compte les résistances de contact, l'impact de la non-linéarité des paramètres physiques des matériaux en fonction de la température. Néanmoins, dans le cas de faibles dissipations de puissance, cette simulation fournit des résultats corrects comme nous le montrerons dans la partie suivante.

III.4.1.5. Comparaison des résultats

Le [tableau 13](#) illustre les résultats de la mesure et de la simulation effectuées sur le transistor GaN de la fonderie UMS.

GH15 $6 \times 50 \mu\text{m}$	TR	3ω	I-V impulsionnel	Simulation 3D
Résistance thermique R_{th} ($^{\circ}\text{C/W}$)	43	42	43	43

Tableau 13 : Comparaison des résultats du transistor HEMT en GaN

Une bonne concordance dans les résultats a été trouvée entre la méthode optique (TR) qui permet de mesurer la température de surface sur le GaN au plus près des doigts de grille en raison de la présence du pont à air et les deux méthodes électriques qui mesurent la température moyenne sur le canal.

Ces résultats de mesures ont été validées par une simulation 3D en régime linéaire en utilisant le logiciel Salome-Meca.

Comme la mesure avec la TR se fait à l'extrémité du doigt de la grille, la température au point le plus chaud est plus importante que celle mesurée et présentée dans ce manuscrit. La difficulté des méthodes optiques est avoir l'accès à toute la structure afin d'avoir de meilleurs résultats.

Les résultats obtenus pour deux transistors de la fonderie UMS GH15 (6x50 et 8x50) révèlent également une bonne d'échelle concernant le rapport des résistances thermiques (6/8) [99] [100].

III.4.2. Mesure de l'impédance thermique du transistor GH15 6x50µm

Nous avons précédemment validé les résultats de température en régime permanent pour différentes méthodes de mesure et de simulation. Dans cette partie, nous cherchons à comprendre le caractère transitoire de température sur le même composant. Dans ce but, une mesure transitoire est effectuée en utilisant la méthode de thermoréfectance permettant ainsi d'obtenir la température transitoire sur toute la surface du composant. Puis une simulation transitoire est réalisée à l'aide du logiciel Salome-Meca pour confirmer les résultats des mesures.

III.4.2.1. Mesure par thermorefectance

Une mesure en régime transitoire est effectuée sur le transistor GH15 6x50 µm posé sur une plaque de cuivre. Ainsi, des mesures sont réalisées avec des conditions de largeur d'impulsion de la LED différentes, dans le but de minimiser l'impact de la durée de l'échantillonnage comme le montre la Figure 91. La première mesure a été effectuée à l'aide d'une impulsion électrique sur le drain, d'une largeur de 30µs, d'un rapport cyclique de 10% et d'une largeur de LED égale à 3,1µs sur la LED. Nous augmentons les valeurs des paramètres utilisées afin d'optimiser le temps de mesure toujours avec le même rapport cyclique. (Mesure 2 : largeur de l'impulsion électrique = 50µs, largeur de la LED = 5.1µs. Mesure 3 : largeur de l'impulsion électrique = 100µs, largeur de la LED = 10µs. Mesure 4 : largeur de l'impulsion électrique = 500µs et la largeur de la LED = 51µs).

La largeur de la LED optique joue un rôle extrêmement important dans la mesure par thermorefectance.

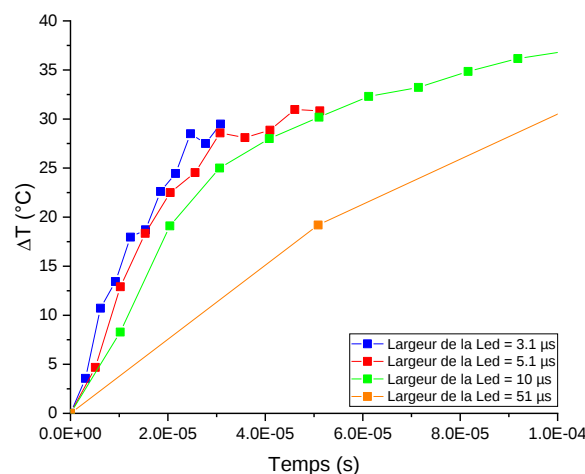


Figure 91 : Comparaison des mesures de thermorefectance obtenues avec différentes largeurs de LED

La Figure 91 montre l'impact de la largeur de l'impulsion optique sur le transitoire de la température mesurée.

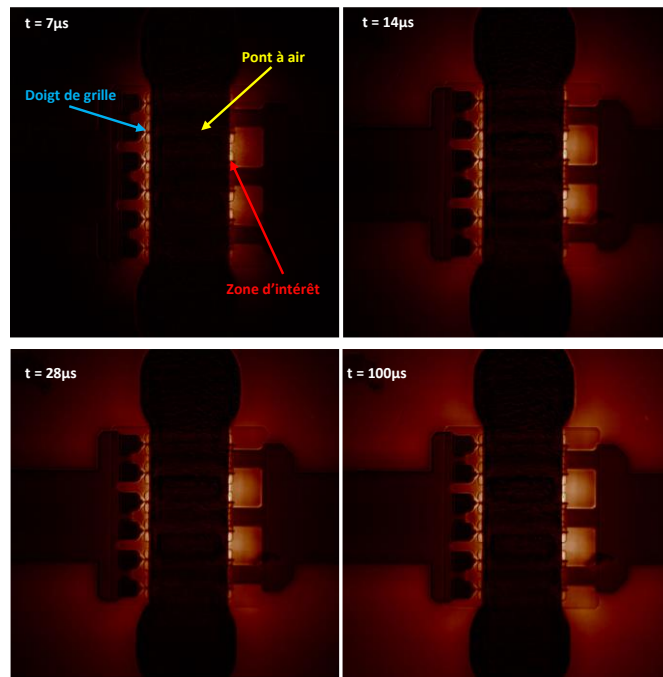


Figure 92 : Image de la mesure transitoire sur le transistor GH15 6x50μm à différents instants

Comme expliqué précédemment, l'existence du pont d'air rend la mesure impossible sur le canal du transistor. La mesure s'effectue donc sur l'extrémité des doigts du transistor comme le montre la Figure 92. Celles-ci permettent de voir le changement de couleur dans le transistor à différents instants, ce qui permet ainsi de déterminer le changement de température.

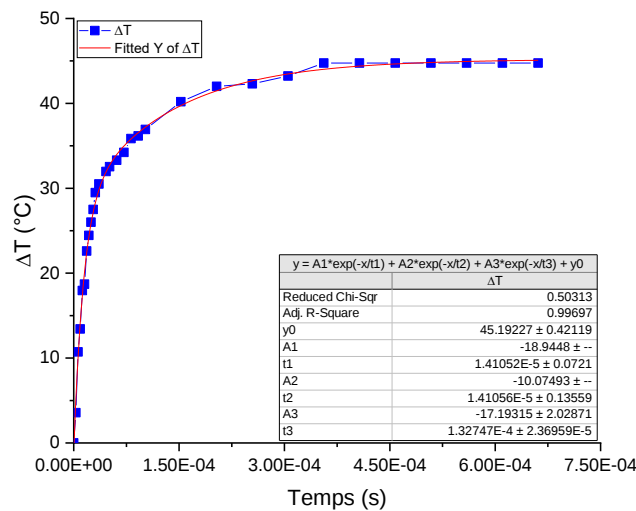


Figure 93 : Mesure transitoire de la température dans la zone d'intérêt

La Figure 93 montre la différence de température mesurée avec la TR. Deux constantes de temps thermiques ont ensuite été extraites à l'aide du logiciel Origin Pro. La première constante de temps thermique mesurée est de l'ordre de $\tau = 14.10 \mu s$ et la deuxième est égale à $\tau = 132.7 \mu s$. Cette dernière beaucoup plus longue est due à la plaque de cuivre.

III.4.2.2. Simulation thermique en régime transitoire

Comme expliqué précédemment partie (III.4.1.4), la même géométrie Figure 89 est simulée sur Salome-Meca en régime transitoire non-linéaire afin de valider les résultats de mesures obtenus par la méthode de thermoreflectance.

La conductivité thermique du GaN et SiC varie en fonction de la température et s'exprime par la relation suivante :

$$k(T) = k_{300} \cdot \left(\frac{T}{300} \right)^{-\alpha} \quad (\text{III} - 12)$$

Où les valeurs des paramètres k_{300} et α sont présentés dans le [tableau 14](#).

Le [tableau 14](#) montre les propriétés thermiques des matériaux utilisés lors de la simulation non-linéaire.

Matériaux	ρ (Kg/m ³)	C_p (J/kg/K)	k_{300} (W/m/K)	α
Au	19300	137	310	-
GaN (Tampon)	6100	490	160	1.45
GaN cap	6100	490	20	
SiC	3220	690	340	1.5
AlGaN	5184	604	15	
Cu			370	
Couche de nucléation	6100	490	6.7	2.7

Tableau 14 : Propriétés thermiques utilisées pour la simulation non-linéaire

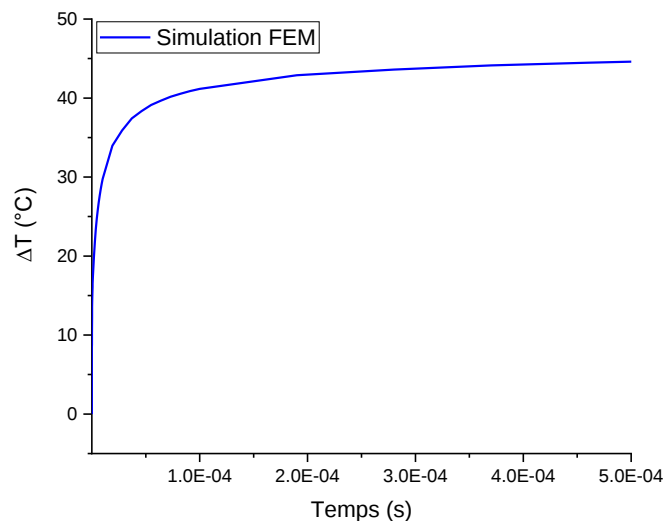


Figure 94 : Résultats de la simulation de température non-linéaire du GH15 6x50μm

La Figure 94 présente les résultats de simulations thermiques non-linéaires dans la même zone d'intérêt que celle présentée sur la Figure 92. Une comparaison entre les résultats de mesure et de simulation est présentée dans la partie suivante.

III.4.2.3. Comparaison des résultats en régime transitoire

La température de la zone d'intérêt (Figure 92) évolue à travers deux régimes, le régime transitoire et le régime permanent. Les résultats obtenus par les deux méthodes sont cohérents et atteignent le régime permanent pratiquement au même moment.

Nous observons cependant quelques différences sur la partie transitoire. Deux pistes sont probablement à explorer afin d'expliquer cette différence.

La première piste « mesure TR » qui pour des transitoires longs impose des impulsions optiques trop longues qui moyenne la valeur vers le bas (voir Figure 91). Le moyennage spatial de la mesure de température peut également influencer les résultats. Nous pouvons également ajouter à cela la problématique électrique au sein du transistor HEMT qui nous le savons est sujet notamment aux phénomènes de pièges capables de modifier la réponse transitoire électrique du composant donc également celle de la température, puisque cette dernière dépend de l'effet Joule.

La seconde piste est celle de la simulation thermique qui reste dans notre cas idéal (pas de résistances de contact entre les divers matériaux) est conditionnée à la très bonne connaissance du détail de la structure du transistor avec les bons niveaux de dopage, à la précision sur les épaisseurs des matériaux et bien entendu à la connaissance précise des valeurs de conductivité thermique et de chaleur massique des matériaux. Or, il est difficile d'obtenir de telles informations. En linéaire, c'est déjà compliqué, dans le domaine non linéaire ça l'est encore plus.

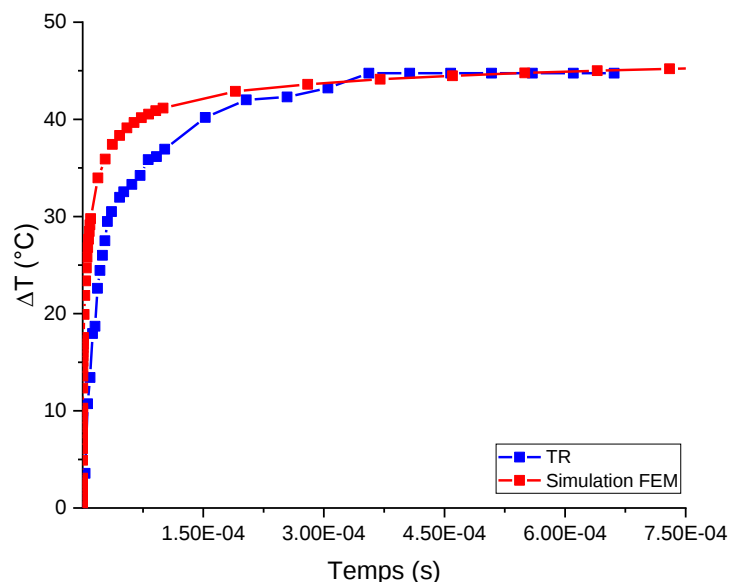


Figure 95 : Comparaison des résultats de mesure sur la différence de température du transistor GH15 6x50μm avec la simulation et la mesure

Lény Baczkowski et al [101] ont fait une comparaison entre les résultats de mesures par thermoreflectance et la simulation FEM, ils ont trouvé le même phénomène observé Figure

95. Leur explication était que l'épaisseur de la couche de passivation a un impact important sur les résultats des mesures de thermoréfectance.

III.5. Caractérisation de la résistance/impédance thermique d'un transistor HEMT GaN spécifique

Comme le transistor GH15 6x50 μ m possède un pont à air qui empêche toute mesure dans le canal du transistor, un transistor particulier conçu par UMS, de type GH15 2x150 μ m est employé pour améliorer notre compréhension d'une part de l'impact de la dissipation de puissance sur la résistance thermique extraite par différentes méthodes de mesure et de simulation et d'autre part afin de mieux appréhender la thermique transitoire dans les transistors HEMT GaN.

Trois méthodes de mesures électriques (I-V impulsionnelle, grille à grille et 3ω), une méthode optique (TR) et une simulation non-linéaire sont employées pour obtenir la température dans le transistor.

La particularité de ce transistor particulièrement adapté à la mesure thermique est présentée dans la partie suivante.

III.5.1. Présentation du composant

L'ensemble des mesures présentées dans cette partie du chapitre ont été effectuées sur un transistor GH15 2x150 μ m de la fonderie UMS. Ce transistor est basé sur une hétérostructure AlGaIn/GaN dont la croissance est faite sur substrat carbure de silicium (SiC) ayant une épaisseur de 70 μ m. La longueur de la grille est de 0.15 μ m et de largeur 150 μ m.

La particularité de ce composant est l'accessibilité aux deux accès de la grille. Ainsi, il est possible de mesurer le comportement du courant qui traverse le grille métallique (nommé courant de grille) afin d'effectuer les mesures de la température comme montré Figure 96.

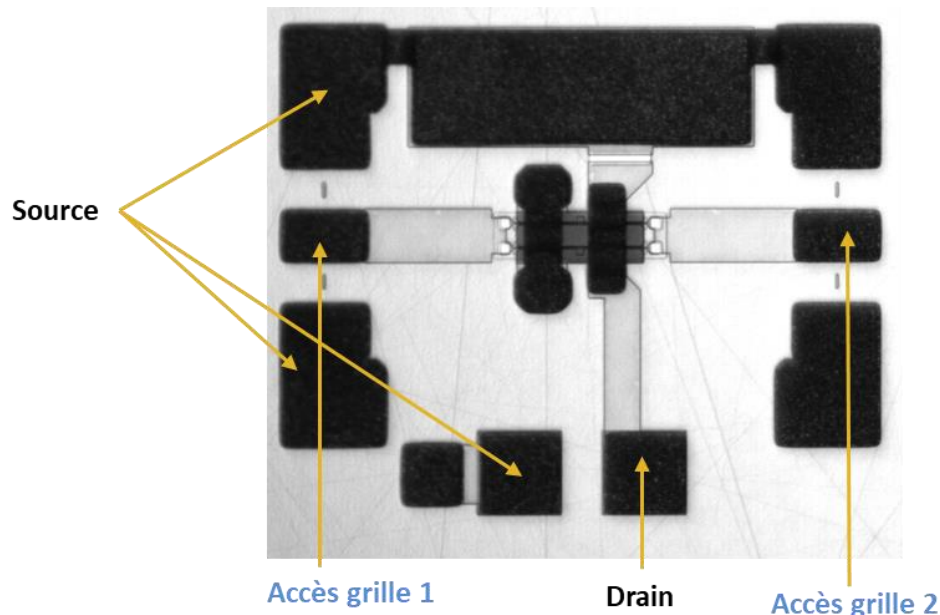


Figure 96 : Image CCD du transistor HEMT GaN 2x150 μ m

III.5.2. Mesures de la résistance thermique du transistor GH15 2x150µm

Le but de cette partie est de comparer les résultats obtenus par différentes méthodes de mesure (I-V impulsionnelle, grille à grille, 3ω , thermoreflectance) et de simulation (FEM non-linéaire). Par la suite, appréhender l'impact de l'augmentation de la puissance dissipée sur la valeur de la résistance thermique mesurée à travers les différentes techniques pour constater les avantages et les inconvénients de chacune des méthodes utilisées

III.5.2.1. Mesures de la résistance thermique par la méthode I-V impulsionnelle

La première méthode employée pour évaluer la température moyenne le long du canal du transistor est la méthode I-V impulsionnelle. Comme nous l'avons expliqué précédemment cette méthode est basée sur la mesure de la résistance R_{ON} du transistor en fonction de la puissance dissipée et de la température.

Les mesures sont effectuées pour une tension de grille nulle ($V_{GS1} = V_{GS2} = 0V$) et des tensions de drain allant de 0V à 8 V par pas de mesure de 0.2 V.

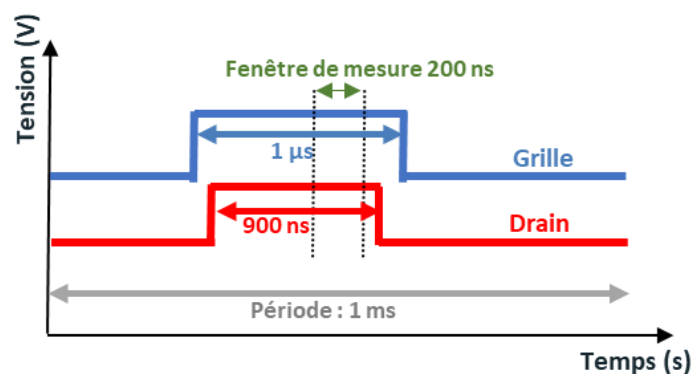


Figure 97 : Profil de l'impulsion de drain et de grille

La Figure 97 montre le profil des impulsions avec un rapport cyclique de 1%, utilisé pour cette mesure en utilisant le banc présenté Figure 70.

- **Mesure de calibration : Température du Chuck thermique variable pour une puissance dissipée nulle**

Dans les conditions de mesure décrites ci-dessus, la Figure 98 révèle que la modification de la température de socle conduit à une diminution du courant de drain.

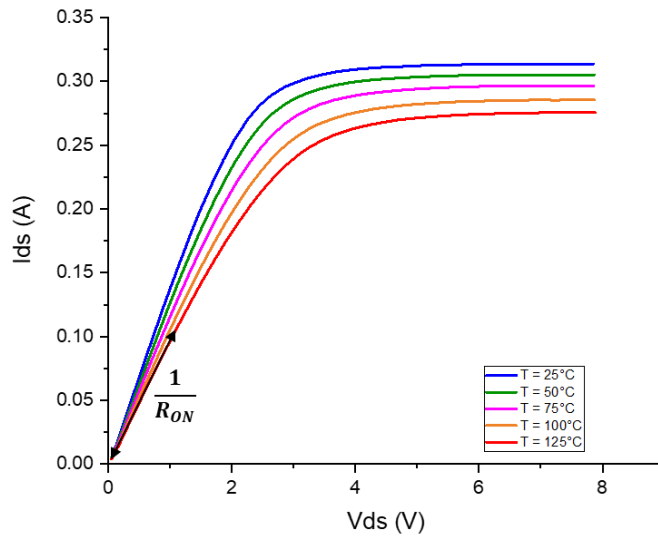


Figure 98 : Mesure I-V du transistor 2x150μm pour différentes températures de socle

La résistance de drain R_{ON} du transistor est ensuite calculée à partir du courant et de la tension de drain pour chaque température de socle.

Cette résistance représente l'inverse de la pente de chacune des courbes entre les tensions de drain de 0 à 1 V. Celle-ci est présentée dans la Figure 99.

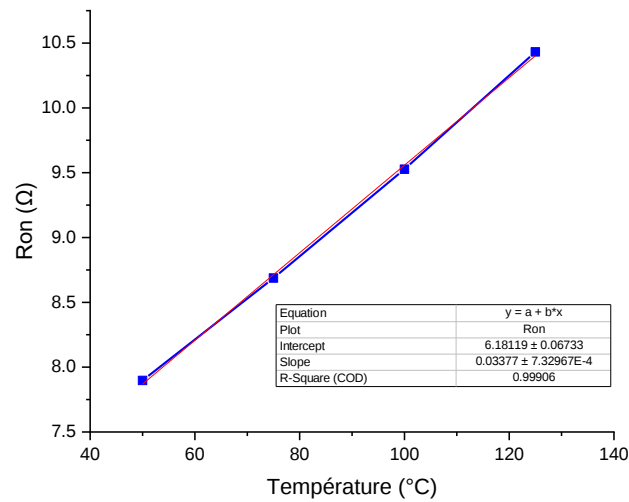


Figure 99 : Extraction de R_{on} en fonction de la température de socle

La résistance R_{ON} du transistor croît avec l'augmentation de la température de socle et s'exprime alors comme :

$$R_{ON}(T) = 0,03377.T + 6.18119 \quad (\text{III} - 13)$$

- **Etape de mesure : Puissance dissipée variable et température de socle constante**

La tension de polarisation de drain (V_{DSq}) est modifiée de 0V à 10V pour une température de socle fixe ($T_0 = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$) et pour une tension de polarisation de la grille (V_{GSq}) égale à 0V afin de varier la puissance dissipée.

La Figure 100 illustre l'impact de l'augmentation de la puissance dissipée sur le courant de drain. En effet, lorsque la puissance dissipée augmente, le courant de drain diminue.

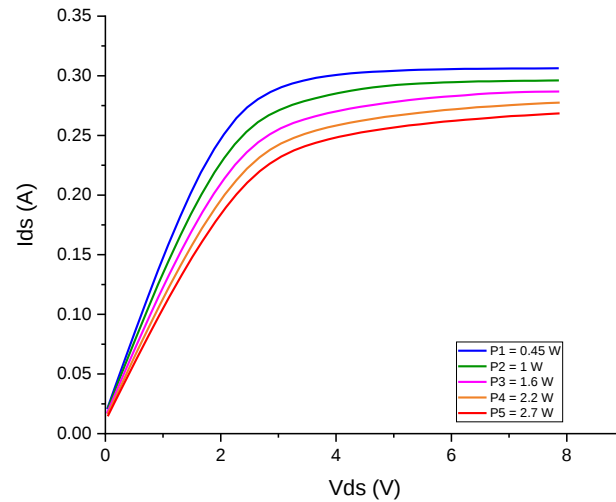


Figure 100 : Extraction de R_{ON} en fonction de la puissance dissipée

La résistance R_{ON} est extraite dans la zone linéaire du transistor comme mentionnée précédemment. Elle est ensuite tracée en fonction de la puissance dissipée comme illustré à la Figure 101.

La valeur de la résistance de drain croît lorsque la puissance dissipée augmente et elle s'exprime par la formule suivante :

$$R_{ON}(P_{diss}) = 1,34537 \cdot P_{diss} + 7,31057 \quad (\text{III} - 14)$$

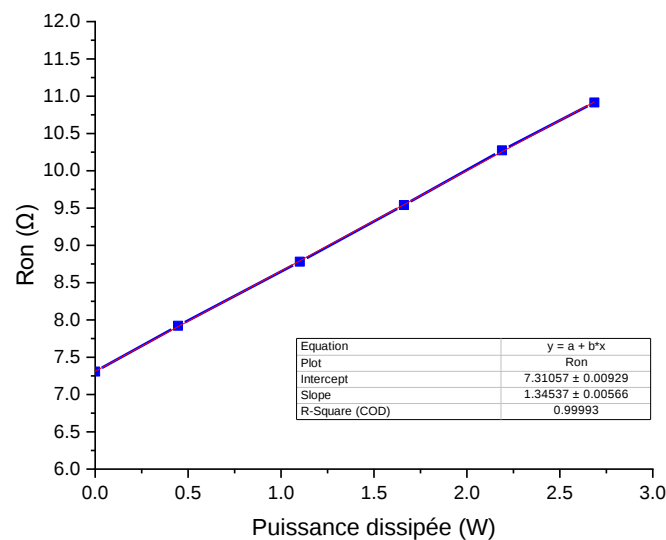


Figure 101 : Extraction de R_{ON} en fonction de la puissance dissipée

- **Extraction de la résistance thermique**

En utilisant l'équation III-5, la résistance thermique du transistor 2x150µm est calculée par la relation suivante :

$$R_{th} = \frac{1.35}{0.034} = 39.8 \text{ }^{\circ}\text{C/W} \quad (\text{III} - 15)$$

La résistance thermique mesurée du transistor est égale à 39.8 °C/W.

Cette méthode de mesure donne une valeur moyenne de la température sur tout le canal du transistor. Elle donne aussi une valeur constante de la résistance thermique en fonction de la puissance dissipée appliquée au transistor. Pour mémoire, nous avons trouvé une valeur autour de 42°C/W pour un transistor 6x50µm soit de 300µm de développement. Nous sommes également dans ce cas sur le même développement et une valeur proche en termes de résistance thermique.

III.5.2.2. Mesure de la résistance thermique avec la méthode grille à grille

La seconde technique mise en œuvre pour déterminer la température dans le transistor est la méthode électrique dite "gate-to-gate" (grille à grille) [102] [103]. Cette dernière est basée sur la mesure de la résistance la grille métallique en fonction de la température et de la puissance dissipée appliquée par une tension de drain.

Le transistor utilisé dans cette expérience présente un intérêt particulier du fait que les grilles sont connectées des deux côtés comme le montre la Figure 96 et peuvent être utilisées comme une sonde de température.

Cette méthode utilise la variation de la résistance de la grille en fonction de la température et de la puissance dissipée appliquée dans le canal afin d'extraire la résistance thermique.

- **Etape de calibration : Température de socle variable pour une puissance dissipée nulle**

Les deux extrémités de la grille sont soumises à une faible différence de potentiel électrique, permettant à un courant faible de circuler entre elles. Ainsi, une tension de 100mV est appliquée à la première extrémité de la grille, tandis que l'autre extrémité est mise à la masse.

L'hypothèse dans ce cas est que le signal injecté dans la résistance de grille est négligeable et ne permet pas d'augmenter la température du dispositif (0,8 mW).

Aucune puissance dissipée n'est appliquée dans le canal car la valeur de la tension de drain est prise égale à 0V. Avec ces conditions de mesures, nous allons faire varier la température du socle entre 25°C et 125°C pour déterminer la valeur de la résistance de grille à partir de la mesure du courant et de la tension de grille appliquée.

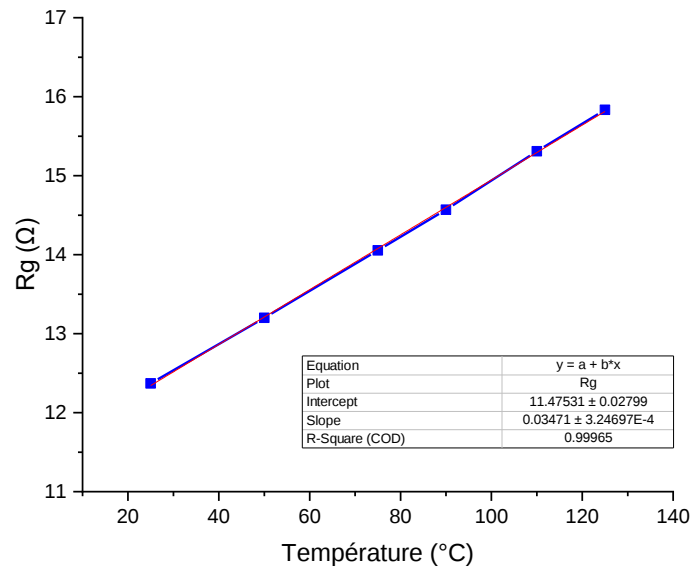


Figure 102 : Extraction de la résistance de grille en fonction de la température

La courbe d'étalonnage est illustrée à la Figure 102 et montre que la résistance de grille augmente linéairement avec la température du support thermique et peut être exprimée comme suit :

$$R_g(T) = a_T \cdot T + b \quad (\text{III} - 16)$$

Sachant que $a_T = 0.00347$ et $b = 11.47$.

Ces résultats sont cohérents avec le coefficient de température du métal de la grille (environ 3.4×10^{-4}) qui correspond au rapport a_T / b [104].

- **Etape de mesure : Puissance dissipée variable pour une température de socle constante**

La deuxième étape de la mesure consiste à exprimer la résistance de la grille en fonction des différentes puissances dissipées appliquées dans le canal. Cette puissance dissipée est appliquée en imposant différentes tensions de polarisation de drain.

La Figure 103 illustre l'impact de la température sur le courant de drain où une baisse de ce courant de drain est observée pour de fortes dissipations de puissance. Cette figure permet d'obtenir la valeur de la puissance dissipée en multipliant le courant par la tension.

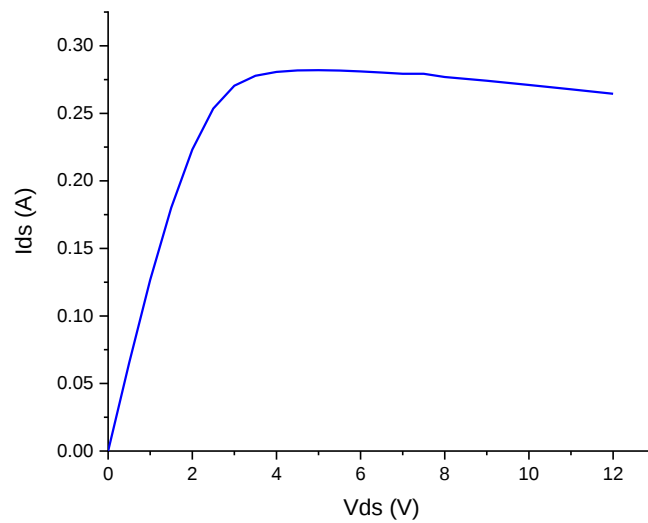


Figure 103 : Courbe caractéristique du courant de drain pour $V_{gs} = 100\text{mV}$

La puissance dissipée crée une augmentation de la température du canal. Cette énergie thermique est ensuite transférée au reste du composant par conduction thermique et notamment à la grille. Ainsi, la valeur de la résistance de grille est impactée par cette variation de température comme le montre la Figure 104.

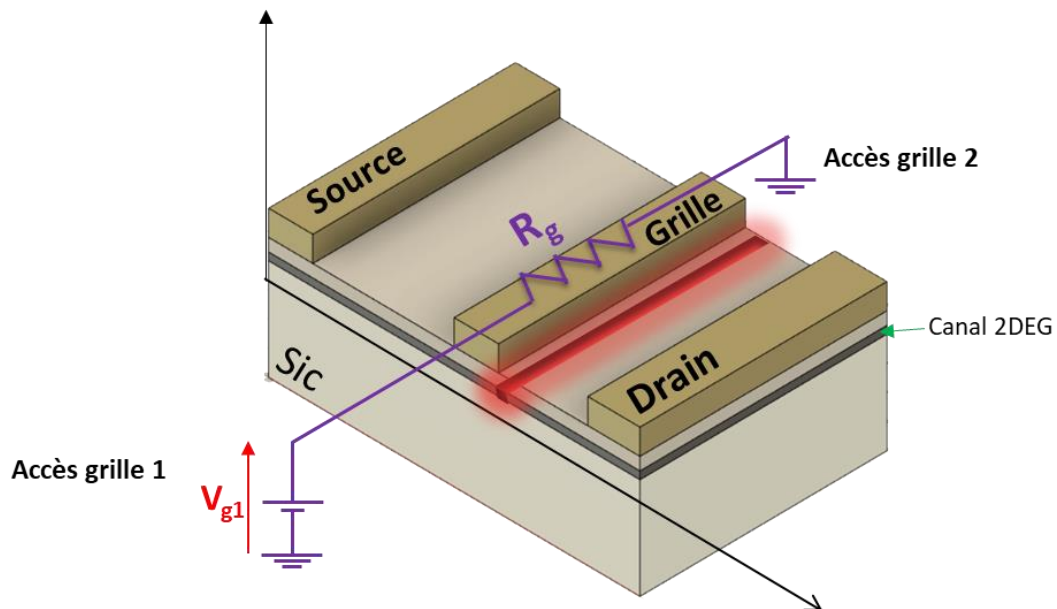


Figure 104 : Schéma simplifié montrant le point chaud et l'impact sur la résistance de grille

Contrairement au comportement linéaire de la résistance du canal dans la zone ohmique (R_{ON}), la résistance de grille varie de manière quadratique en fonction de la puissance dissipée comme le montre la Figure 105.

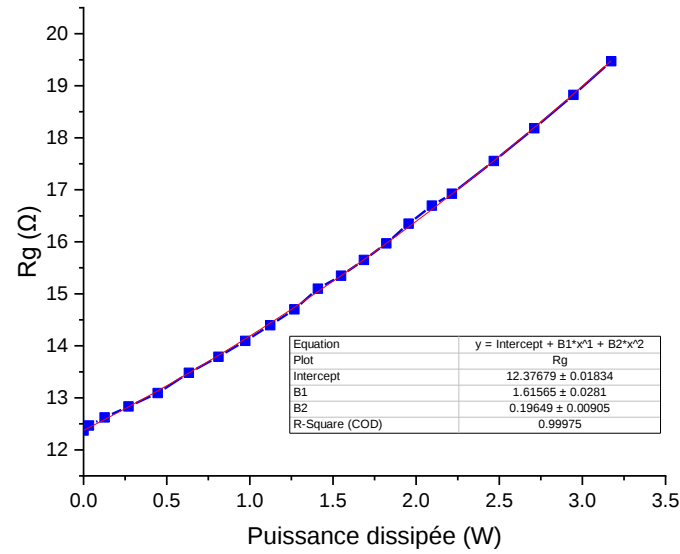


Figure 105 : Extraction de la résistance de grille en fonction de la puissance dissipée

La résistance de la grille se modélise par la formule suivante :

$$R_g(P_{diss}) = a_2 P_{diss}^2 + a_3 P_{diss} + b \quad (\text{III} - 17)$$

Avec $a_2 = 0.19649$, $a_3 = 1.61565$ et $b = 12.376$

- **Extraction de la résistance thermique**

A partir des deux formules exprimant le comportement de la résistance de grille en fonction de la température et de la puissance dissipée (III-16 et III-17). Il est possible d'exprimer la résistance thermique comme suit :

$$R_{th} = \frac{a_2}{a_T} P_{diss} + \frac{a_3}{a_T} \quad (\text{III} - 18)$$

Il est important de rappeler que cette mesure donne la température moyenne sur l'ensemble de la grille métallique. Ainsi, la mesure se fait tout près du point le plus chaud comme le montre la Figure 104 à une distance de quelques centaines de nanomètre, contrairement à la première méthode basée sur la mesure de la résistance R_{ON} qui donne une température moyenne sur tout le canal du transistor.

Les mesures réalisées révèlent que la résistance thermique n'est pas constante et varie en fonction de la puissance dissipée (Figure 106). Ceci est potentiellement dû au caractère non-linéaire des caractéristiques physiques des matériaux qui constituent le transistor.

Elle varie de 46 °C/W pour de faibles puissances dissipées à 67 °C/W pour une puissance dissipée de 3.2 W.

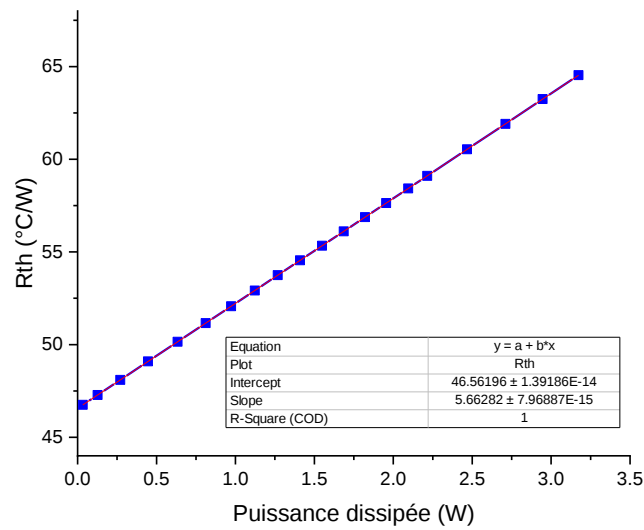


Figure 106 : Extraction de la résistance thermique du composant en fonction de la puissance dissipée

III.5.2.3. Mesure de la résistance thermique avec la méthode 3ω

La troisième méthode de mesure est la méthode électrique (3ω) basée sur la mesure du signal à la troisième harmonique afin de trouver le comportement thermique du composant le long du canal. La première étape de la mesure 3ω consiste à déterminer la variation de la résistance de drain en fonction de la température afin de déterminer les coefficients α et R_{ON0} . A la différence de la méthode I-V par impulsion, cette résistance est obtenue avec un signal CW.

Rappel de l'expression de la résistance du drain en fonction de la température.

$$R_{ON}(T) = R_{ON0}(1 + \alpha \cdot \Delta T) \quad (\text{III} - 19)$$

Le transistor est placé sur un chuck thermique afin de mesurer la résistance de drain pour chaque température de socle.

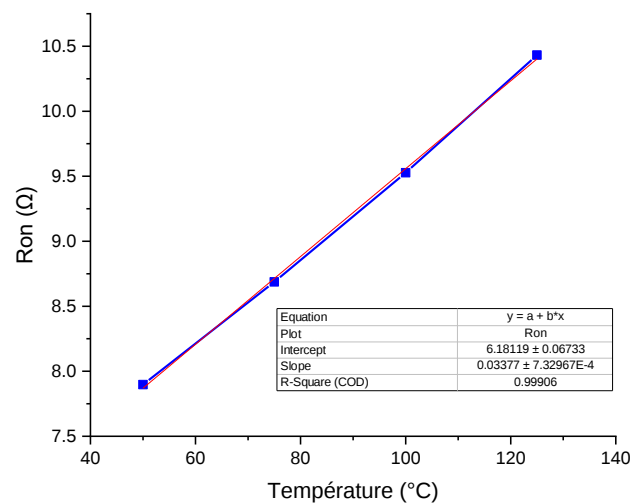


Figure 107 : Extraction de la résistance de drain en fonction de la température

En se basant sur les résultats de mesure Figure 107, il est possible d'extraire les valeurs de la résistance de drain à la température de référence $R_{ON0} = 7.3 \Omega$ et le coefficient thermique $\alpha = 0.002$.

La deuxième étape de la mesure 3ω se base sur l'équilibre du pont de Wheatstone afin d'éliminer le signal à la fréquence fondamentale et augmenter la sensibilité de mesure. La valeur de la résistance variable permettant de calibrer le pont de Wheatstone est de 560Ω . Donnant une valeur du coefficient de transfert $\beta = 0.26$ calculée à partir de l'équation III-2.

Après cette procédure de calibration, une fréquence de 321 Hz est appliquée sur le pont de Wheatstone ($V_{in\omega}$). Nous ajustons la tension d'entrée afin de faire varier la puissance dissipée appliquée sur le transistor. Ainsi, le courant de drain à la première harmonique I_{d1} et la tension à la troisième harmonique $V_{diff3\omega}$ sont mesurés pour ces conditions.

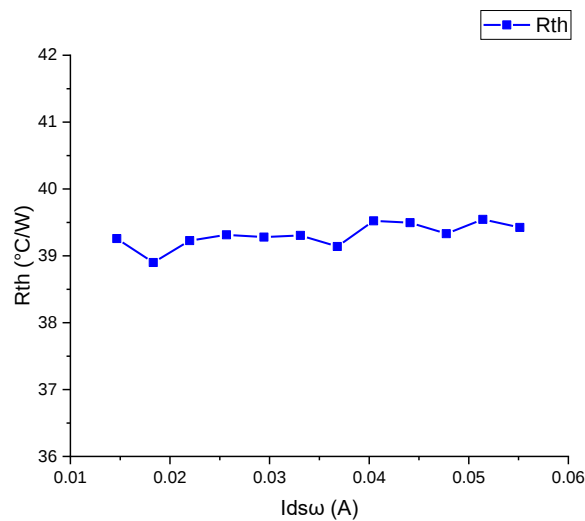


Figure 108 : Extraction de la résistance thermique du transistor $2 \times 150\mu\text{m}$ par la méthode 3ω

La Figure 108 montre que la résistance thermique extraite par la méthode 3ω est constante en fonction du courant de drain à la fréquence fondamentale. Ce qui veut dire que la résistance thermique ne varie pas en faisant varier la puissance dissipée. Tout comme la méthode basée sur la mesure du courant-tension de drain dans la zone linéaire (I-V impulsionnelle), cette technique donne une température moyenne le long du canal, expliquant ainsi la constance de la résistance thermique R_{th} en fonction de la puissance dissipée.

III.5.2.4. Mesure de la résistance thermique avec la méthode de thermoreflectance

La dernière méthode de mesure est la méthode optique (thermoreflectance) qui mesure la réflectance d'un signal optique dans le domaine visible sur une surface afin de remonter sur l'information de la température. Deux étapes de mesures sont nécessaires afin d'obtenir la température surfacique comme nous allons le voir ci-dessous.

- **Etape de calibration**

La première étape de la mesure de la thermoréflectance consiste à déterminer la longueur d'onde optimale de la zone d'intérêt. Cette longueur d'onde est celle qui donne la valeur maximale du coefficient de thermoreflectance.

Pour cela, le composant est placé sur un chuck thermique pour deux températures de 25°C et 50°C. Ensuite la réflectance est mesurée par une caméra CCD pour les deux températures pour différentes longueurs d'onde.

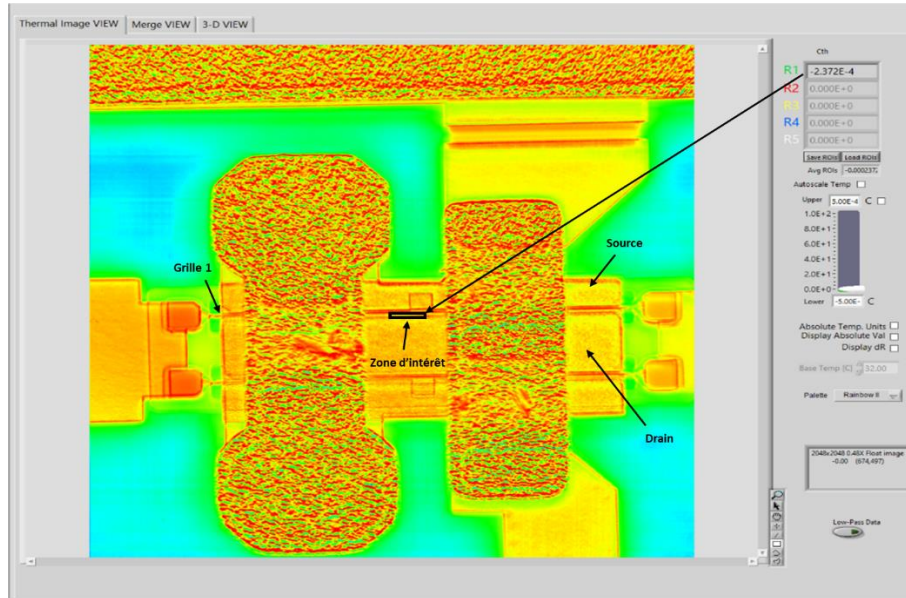


Figure 109 : Image de calibration pour la longueur d'onde 365nm

Dans le but de mesurer la température de l'interface AlGaIn/GaN sur la grille du transistor, une LED bleue de longueur d'onde 470 nm est utilisée. En effet, pour cette longueur d'onde, la valeur du coefficient de thermoreflectance est maximale sur de l'or (grille).

La mesure du coefficient de thermoreflectance dans la zone d'intérêt donne une valeur : $C_{th} = -2.37 \times 10^{-4} \pm 2 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ comme le montre la Figure 109.

- **Etape de mesure :**

Une mesure en régime permanent a été effectuée pour plusieurs puissances dissipées sur la grille du transistor entre les deux ponts à air, comme le montre la Figure 110 avec les images de mesures par thermoreflectance et CCD caméra du transistor 2x150μm, illustrant les régions de points chauds du dispositif.

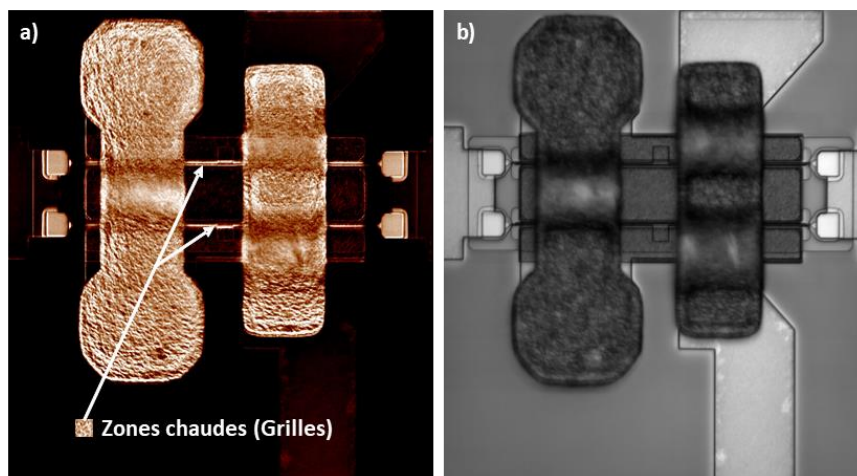


Figure 110 : a) Image de thermoreflectance montrant les zones chaudes b) Image de la caméra CCD du transistor 2x150μm

En se basant sur la formule de la variation de la réflectance en fonction de la température :

$$\frac{\Delta R}{R_0} = C_{th} \Delta T \quad (\text{III} - 19)$$

Le coefficient de thermoréflectance étant obtenu lors de l'étape de la calibration pour la longueur d'onde optimale (470nm), il est alors possible de mesurer de changement de réflectance grâce à la caméra CCD lorsqu'un signal électrique (Vds) est appliqué au composant.

Les résultats de mesure de la température surfacique sur la grille sont illustrés Figure 111. Les résultats montrent une variation non-linéaire de la température en fonction de la puissance dissipée.

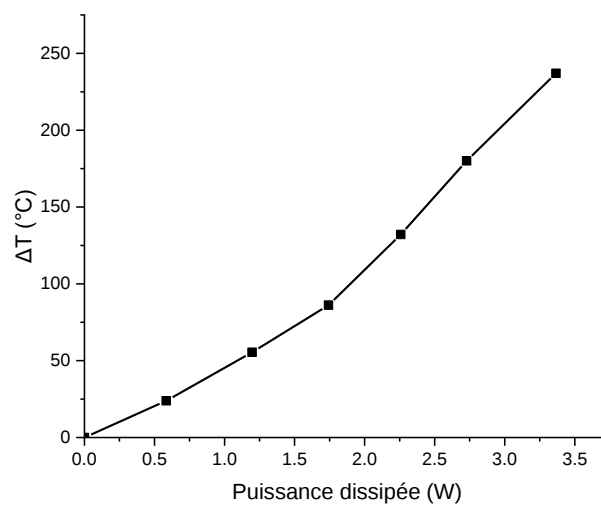


Figure 111 : Extraction de la température sur le canal en fonction de la puissance dissipée

Cette variation non-linéaire de la température vient du caractère non-linéaire de la conductivité thermique des matériaux en fonction de la température, car en effet, plus la température d'un matériau est grande et plus ses propriétés thermiques se dégradent et notamment sa conductivité thermique.

Ces résultats de mesure valident ce qui a été présenté précédemment par la méthode grille à grille, à savoir que la mesure est effectuée au même endroit par les deux méthodes (sur la grille). Afin de valider que le caractère non-linéaire de la température est dû au caractère non-linéaire des paramètres physiques des matériaux semiconducteurs, une simulation non-linéaire sera réalisée pour une structure simple comme cela est montré dans la partie (III.5.2.5).

III.5.2.5. Simulation non-linéaire

Une simulation thermique par éléments finis utilisant le logiciel Salome-meca est réalisée afin de valider les résultats de simulation.

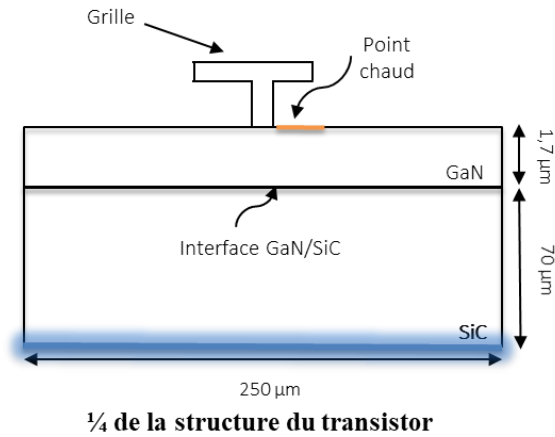


Figure 112 : La structure simulée sur Salome-Meca

La structure du transistor GH15 2x150μm est considérée comme symétrique par rapport à l'axe X et l'axe Y (comme expliqué Figure 88) et donc seulement le quart de la structure du dispositif est utilisé pour la simulation. Seules les couches principales du transistor ont été prises en compte dans la simulation (SiC+GaN). Les conditions aux limites sont : Une température initiale de 25 °C, imposée à la base du matériau SiC, une densité de flux thermique de surface φ appliquée au point chaud (Figure 112) décrit comme :

$$\varphi = (k(T)\nabla T) \cdot \vec{n} = \frac{P_{diss}}{4 \cdot S_g} \quad (\text{III} - 20)$$

Où S_g la section du point chaud.

Les propriétés non linéaires des matériaux sont prises en compte. En effet la conductivité thermique non-linéaire des matériaux s'exprime comme :

$$k(T) = k_{300} \cdot \left(\frac{T}{300}\right)^{-\alpha} \quad (\text{III} - 21)$$

Le [tableau 15](#) montre les différentes valeurs des paramètres utilisés dans l'équation qui définit la réponse thermique de la conductivité thermique.

Matériaux	ρ (Kg/m ³)	C_p (J/kg/K)	k_{300} (W/m/K)	α
Au	19300	137	310	-
GaN	6100	490	190	1.45
SiC	3220	690	390	1.5
Couche de nucléation	6100	490	6.7	2.7

Tableau 15 : Propriétés des matériaux [\[105\]](#)

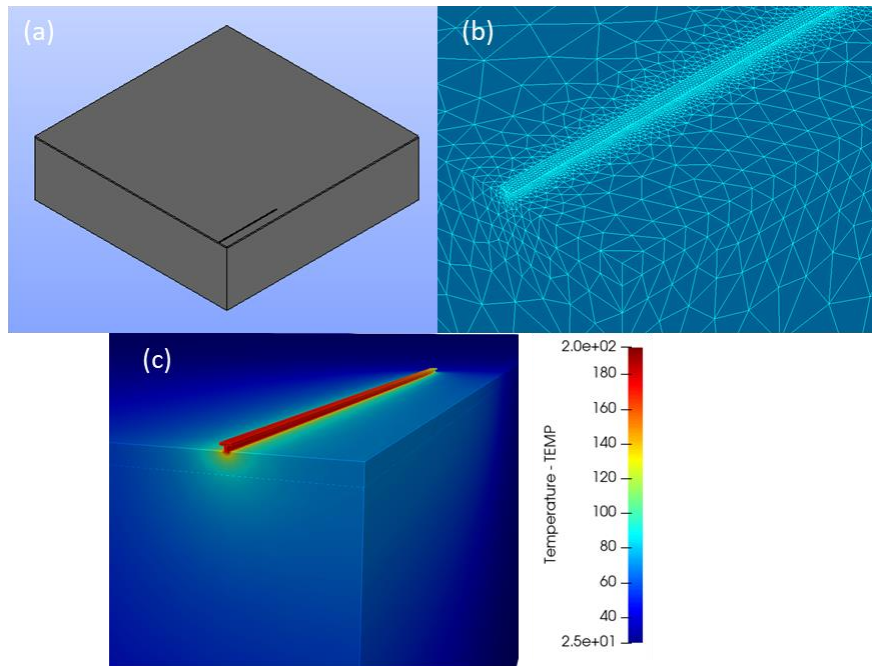


Figure 113 : Simulation non-linéaire en régime permanent (a) géométrie dessinée (b) structure maillée (c) résultat de simulation pour une puissance dissipée de 3W

La Figure 113 montre un exemple des étapes de la simulation thermique non-linéaire avec le dessin de la géométrie pour la Figure 113-a, le maillage pour la Figure 113-b et finalement le résultat de simulation pour une puissance de 3W appliquée sur le point chaud Figure 112.

La Figure 114 présente les résultats de la simulation non linéaire en régime permanent. La température est prélevée au point chaud de la structure. La température varie de manière quadratique avec la puissance dissipée. L'aspect non-linéaire des conductivités thermiques induit ce changement de la température en fonction de la puissance dissipée.

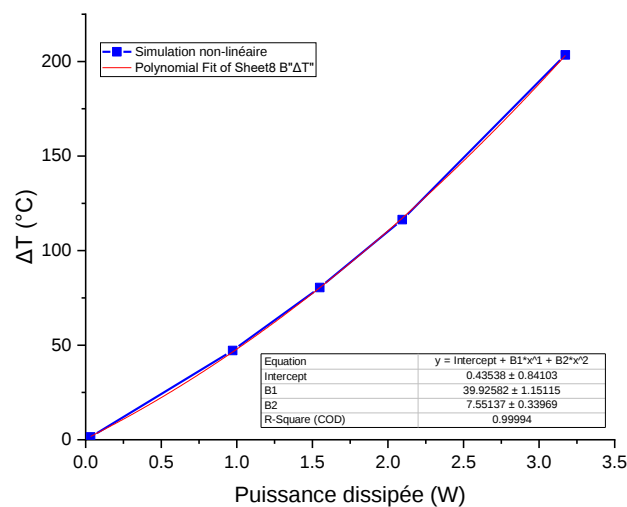


Figure 114 : Résultats de simulation pour différentes puissances dissipées

Cette simulation non-linéaire permet de valider les résultats de mesure effectuée sur la grille par thermoreflectance et par la méthode grille à grille comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

III.5.2.6. Comparaison et discussion

La température d'un transistor HEMT GaN 2x150 μ m a été déterminée par plusieurs méthodes de mesure dont la thermométrie Ron, la thermométrie de la résistance de grille, la méthode 3 ω , l'imagerie par thermoreflectance ainsi que la simulation FEM pour une densité de puissance allant jusqu'à (10W/mm) [106].

Les méthodes Ron et 3 ω présentent une résistance thermique constante de 40°C/W, ce qui entraîne une variation linéaire de la température en fonction de la puissance dissipée. Ces deux méthodes donnent une valeur moyenne de la température sur tout le canal du transistor.

La méthode basée sur la mesure de la résistance de grille montre que la température est non-linéaire en fonction de la puissance dissipée. Ces résultats ont été validés par la méthode par thermoreflectance qui permet d'avoir une température de surface en tout point du transistor. Ce résultat a également été validé par la simulation FEM en régime non-linéaire.

La Figure 115 révèle que les méthodes électriques donnant une valeur constante en fonction de la puissance dissipée sous-estiment considérablement la température lorsque la puissance dissipée est élevée.

Par exemple, pour une puissance dissipée de 3W, la température mesurée par les deux méthodes électriques est sous-estimée.

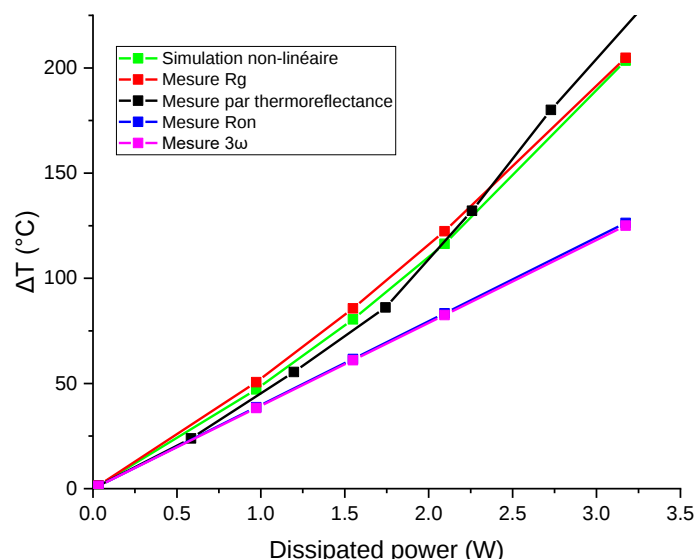


Figure 115 : Comparaison des différents résultats de mesures et de simulation de la température

La puissance de la méthode de thermoréfectance se fonde sur la capacité de mesurer la température sur toute la surface, sans nécessiter de recourir à une structure particulière afin d'appliquer la méthode de grille à grille.

III.5.3. Caractérisation de l'impédance thermique d'un transistor HEMT GaN

Le comportement thermique en régime permanent des HEMT en GaN est certes largement étudié, mais la réponse thermique transitoire l'est beaucoup moins. Dans cette partie, nous nous proposons d'investiguer la réponse transitoire d'un transistor GaN. Cette dernière sera mesurée par différentes méthodes dans le but de comprendre l'aspect transitoire de la température. Le transistor GH15 2x150µm est toujours employé compte tenu de la facilité d'accès à sa surface et la possibilité à mesurer le comportement du courant qui traverse la grille métallique (courant de grille). Ainsi, nous effectuerons des mesures au plus près du point le plus chaud dans le canal.

III.5.3.1. Mesure de la constante de temps avec le courant de grille

La première méthode de mesure utilisée consiste à mesurer le comportement du courant de grille en fonction du temps lorsqu'une puissance dissipée est appliquée sur le transistor.

Dans ce cas, une faible tension est appliquée sur la grille ($V_{gs1et2}=100$ mV) et ensuite une pulsation électrique de largeur 300µs et d'une période de 2ms est appliquée sur le drain avec différentes valeurs de tension V_{ds} afin de varier la puissance dissipée appliquée sur le composant comme le montre la Figure 116.

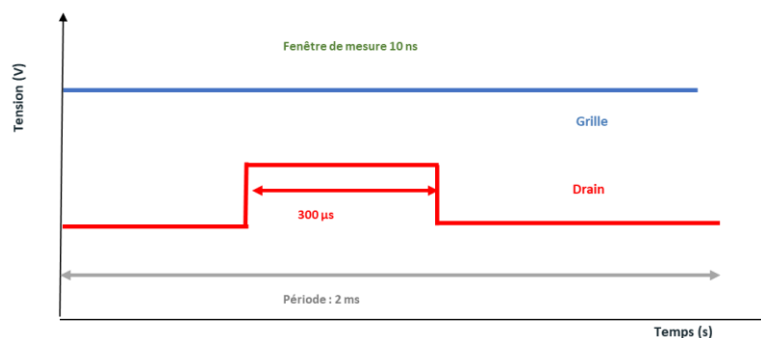


Figure 116 : Profil temporel des impulsions choisies pour la mesure

La puissance dissipée entraîne une élévation de température sur le canal du transistor. Cette augmentation de température induit une diminution du courant de grille en fonction du temps. L'acquisition de ce courant par un oscilloscope numérique est présentée Figure 117. Cette dernière indique que pendant les 100 premières nanosecondes, le courant de grille reste constant en raison de la distance entre la grille et le point le plus chaud. La chaleur ne s'est pas encore diffusée vers la grille.

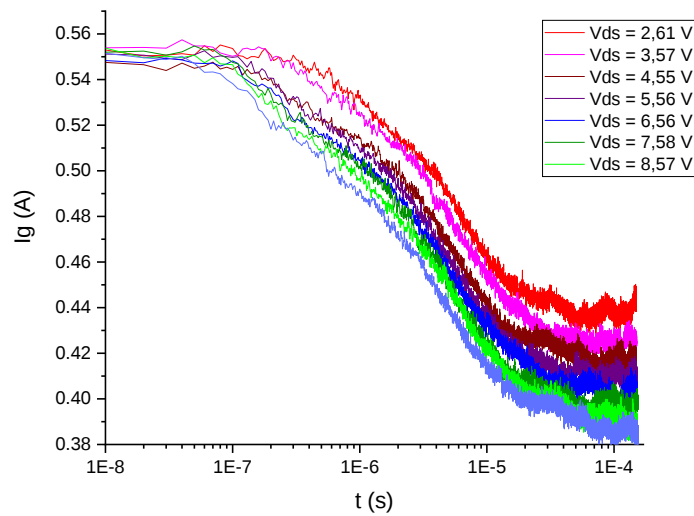


Figure 117 : Mesures électriques – Diminution du courant de la grille

La Figure 118 présente le courant normalisé I_g en fonction du temps pour deux puissances dissipées. La première observation est que lorsque la puissance dissipée augmente par accroissement de la valeur de la tension de drain, le flux de chaleur atteint la grille plus rapidement. Par exemple, pour une tension de drain de 2.61 V, l'énergie thermique prendra $0.18\mu s$ pour parvenir à la grille comme le montre la Figure 118.

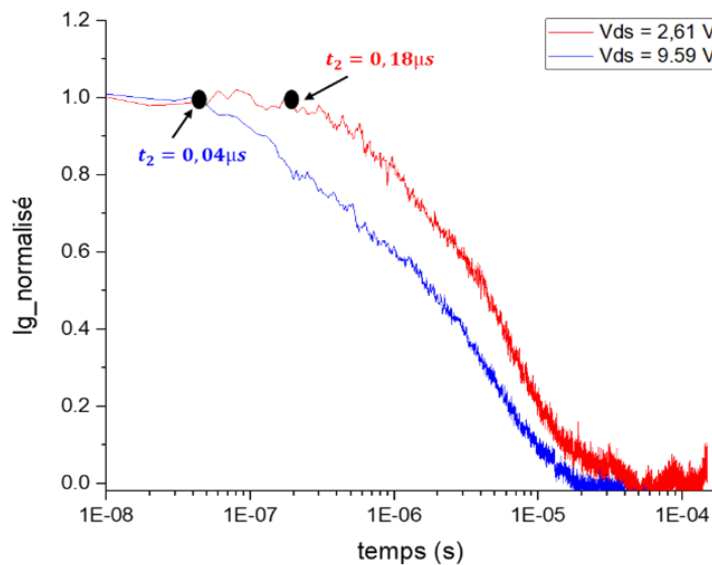


Figure 118 : Evolution du courant de grille en fonction du temps, illustrant le moment auquel la chaleur atteint la grille

Nous observons donc un changement des constantes de temps du système en fonction de la puissance dissipée.

Lorsque la puissance dissipée augmente, les constantes de temps diminuent, de sorte que la chute de courant se produit plus rapidement. Qualitativement, nous pouvons dire que localement proche du point chaud, la température augmentant on observe une dégradation de la conductivité thermique qui finalement isole encore plus la source de chaleur et accélère donc l'augmentation de la température et ainsi la diminution du courant de grille. Un autre phénomène qui peut influencer est également la dimension de la zone de chauffe en fonction du point de polarisation et donc de la puissance dissipée.

Dans le but de mieux comprendre le processus de variation des constantes de temps, il est prévu d'ajuster les courbes de mesure sous ADS afin d'extraire les différentes constantes de temps en fonction de la puissance dissipée.

A l'aide d'un modèle Caueur avec cinq cellules RC, la courbe de simulation a pu être ajustée à la courbe de mesure. La Figure 119-b montre le modèle Foster utilisé pour un ajustement de la courbe de mesure.

Ensuite, les différentes constantes de temps du courant de grille sont extraites pour différentes valeurs de tension de drain comme le montre la Figure 120.

La première observation montre que les poids de chaque constante de temps ne changent pas en faisant varier la tension de drain. La deuxième observation est que deux constantes de temps parmi les cinq ne varient pas et restent constantes comme montré dans le [tableau 15](#). La troisième observation est que plus la puissance dissipée est importante, plus les constantes de temps diminuent comme le montre le [tableau 16](#) et la Figure 120.

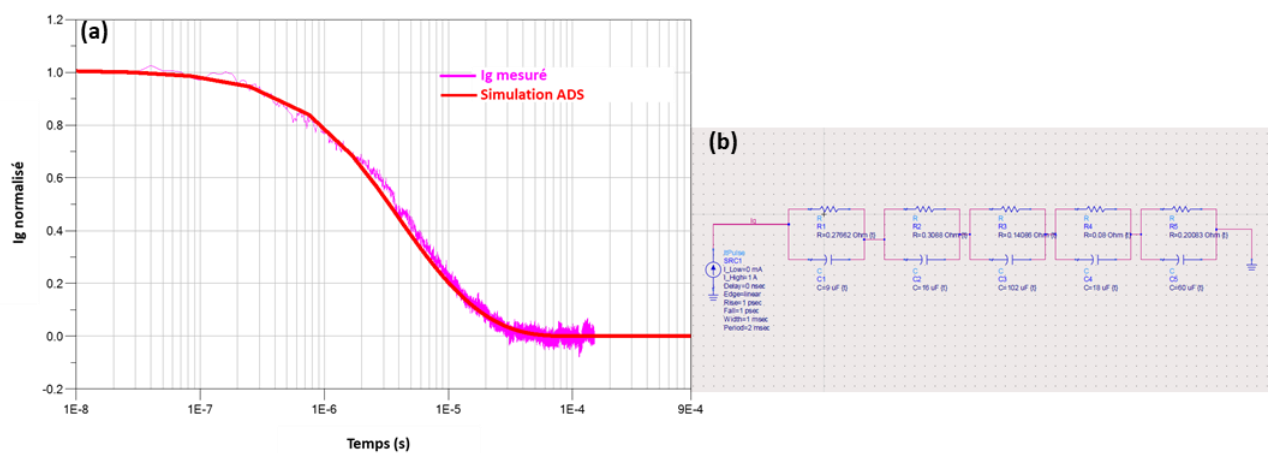


Figure 119 : Exemple d'ajustement avec le logiciel ADS pour une tension de drain égal à 2.61 V

Vds (V)	A ₁	τ_{th1} (μs)	A ₂	τ_{th2} (μs)	A ₃	τ_{th3} (μs)	A ₄	τ_{th4} (μs)	A ₅	τ_{th5} (μs)
2.61	0.2766	2.49	0.3088	4.94	0.1486	14.37	0.08	14.4	0.2	12.04
4.55	0.2766	0.996	0.3088	4.94	0.1486	14.37	0.08	12.16	0.2	10.24
6.56	0.2766	0.663	0.3088	4.94	0.1486	14.37	0.08	12	0.2	9.64
8.57	0.2766	0.331	0.3088	4.94	0.1486	14.37	0.08	6	0.2	6.02

Tableau 16 : Les différentes constantes de temps et leurs pondérations

Les résultats de mesure montrent que les constantes de temps du courant de grille et donc de la température est de l'ordre de quelques microsecondes.

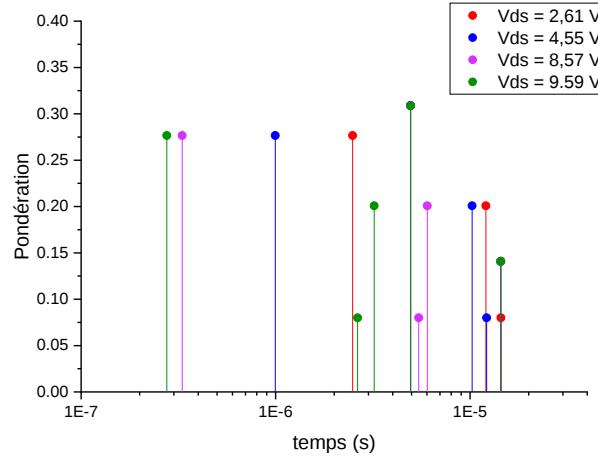


Figure 120 : Spectre temporel des différentes constantes de temps du courant de grille pour différentes puissances dissipées

En utilisant les données des constantes de temps et de leurs pondérations du courant de grille, il est possible d'exprimer la température sur la grille pour une tension de drain égale à 8,57V en utilisant la formule suivante :

$$\Delta T(t) = \sum_{i=1}^5 A_i \cdot \left(1 - e^{\frac{-t}{\tau_{thi}}}\right) \quad (\text{III} - 22)$$

La Figure 121 montre le profil transitoire de la température normalisée obtenue en se basant sur les résultats de mesure du courant de grille en fonction du temps.

En se basant sur les résultats de simulation trouvés chapitre II pour une structure à deux couches (tableau 8 - exemple 1) la constante de temps la plus longue obtenue est égale à 11,6 μs . Ce résultat pour une structure SiC+GaN en utilisant une conductivité linéaire donne approximativement le même résultat obtenu avec le courant I_g où la constante de temps la plus longue égale à 14.37 μs .

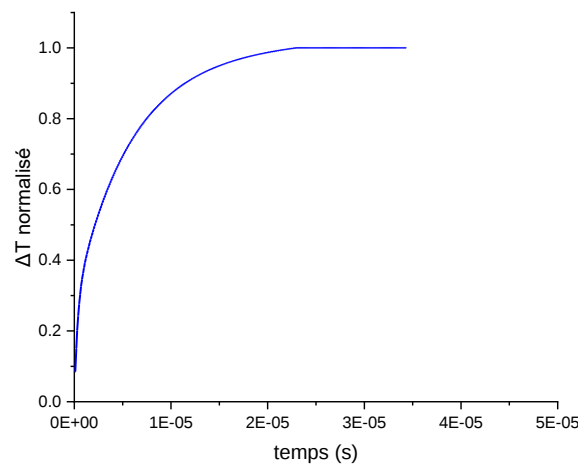


Figure 121 : Température normalisée en fonction du temps en utilisant les résultats du courant de grille

III.5.3.2. Mesure de la constante de temps avec la thermoreflectance

La deuxième méthode utilisée pour la compréhension de la thermique transitoire dans les transistors est la thermoreflectance.

Le transistor est excité par une pulsation électrique de largeur $30\mu\text{s}$ et une période de $300\mu\text{s}$. La pulsation du LED a une largeur de $0.6\mu\text{s}$.

Un délai peut être introduit pour la pulsation de la LED afin de mesurer la température à l'intérieur de l'impulsion électrique. Dans ce cas, le retard temporel est de l'ordre de $1\mu\text{s}$.

Une première puissance dissipée égale à 2W est appliquée sur le transistor afin d'extraire les constantes de temps du système. Etant donné que la valeur de la résistance thermique a été extraite dans la section précédente, la Figure 122 illustre la température normalisée en fonction du temps, obtenue sur la surface de la grille avec la thermoreflectance.

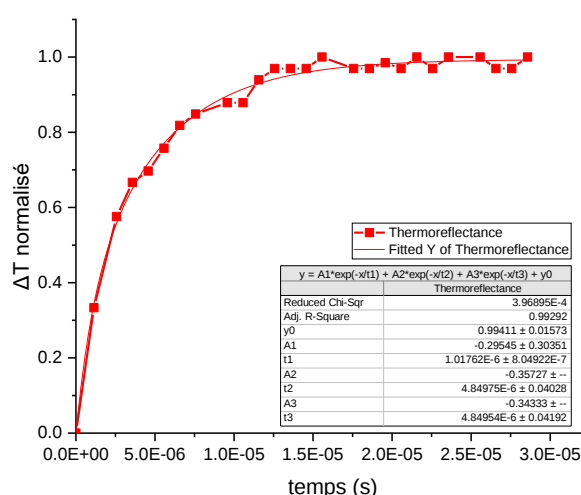


Figure 122 : Température normalisée en fonction du temps pour une puissance dissipée de 2W

Le résultat d'ajustement avec Origin Pro sur la courbe transitoire de la température donne deux constantes de temps, la première à $1\mu\text{s}$ et la deuxième à $4.84\mu\text{s}$. Il faut rappeler que chaque point de mesure est moyenné sur chaque 600ns . D'où la différence avec les constantes de temps obtenues avec le courant grille à grille.

La Figure 123 illustre une comparaison entre les résultats obtenues par thermoreflectance et les résultats de mesure par le courant de grille pour la même puissance dissipée.

Cette courbe montre une excellente concordance entre les deux mesures TR et grille à grille. Par conséquent, au moyen de ce transistor « atypique » permettant un accès aux deux bouts de la grille, il est possible de mesurer le comportement du courant à travers la grille et de revenir ensuite à l'information du transitoire thermique [107].

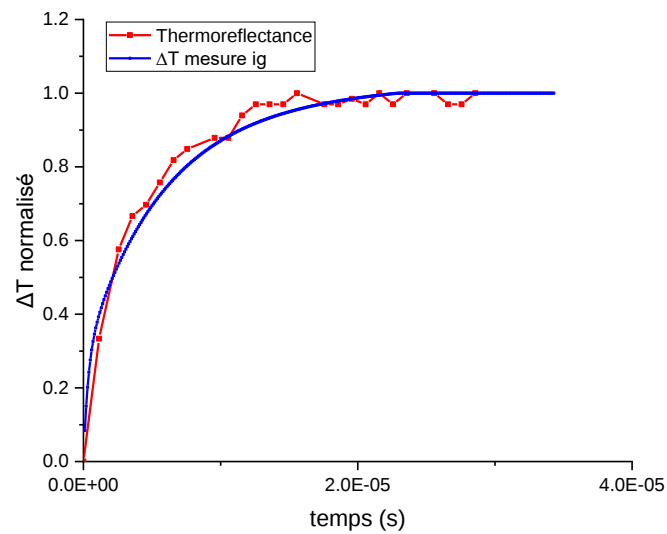


Figure 123 : Comparaison entre les résultats de mesure par thermoreflectance et par le courant de grille

III.5.3.3. Mesure de la constante de temps avec le courant de drain

Une troisième mesure est réalisée sur le transistor à partir de la mesure du comportement du courant de drain en fonction du temps. Une tension de grille continue de 100 mV et une impulsion électrique de drain d'une largeur de 500 μ s et d'une période de 20 ms sont appliquées au transistor. La Figure 124 montre le profil temporel des impulsions de drain et de grille choisi pour cette mesure.

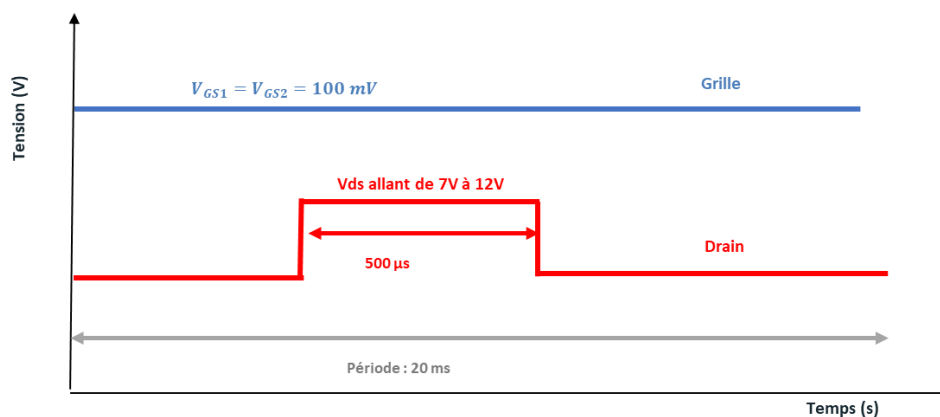


Figure 124 : Profil temporel des impulsions pour la mesure du courant de drain

Les mesures ont été réalisées au moyen du BILT AMCAD présenté sur la Figure 70 permettant la mesure du courant de drain dans le temps.

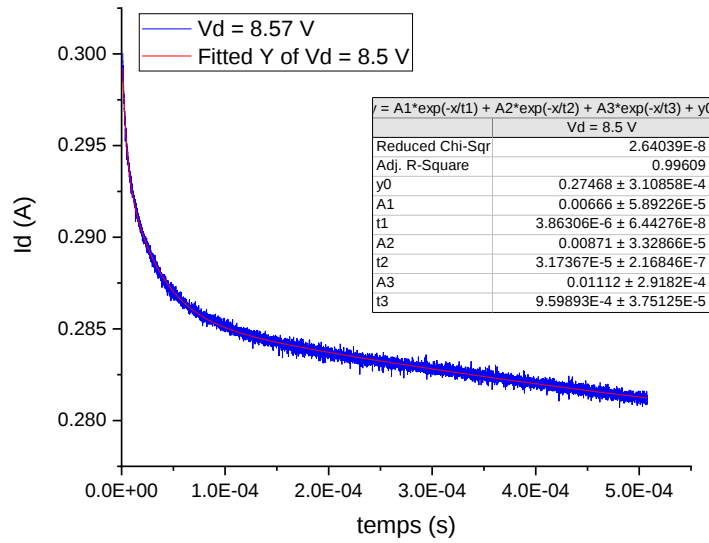


Figure 125 : Le courant de drain en fonction du temps

La Figure 125 montre la réponse du courant de drain en fonction du temps pour une tension de drain de 8,57 V. Elle montre également l'impact de la température due à la puissance dissipée appliquée sur le courant de drain. La courbe ajustée à la courbe $I_d(t)$ donne différentes constantes de temps. Le courant s'exprime par l'expression ci-dessous :

$$I_d = y_0 + \sum_{i=1}^3 A_i \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_i}\right) \quad (\text{III} - 22)$$

Cette courbe montre que la première constante de temps est de l'ordre de quelques μs comme a été mesurées aussi bien avec la méthode de thermoreflectance et que le courant de grille.

Deux autres constantes de temps ont été mesurée qui ont un ordre de grandeur important par rapport aux mesures précédentes. Ces deux constantes de temps peuvent être dues aux phénomènes de piégeage dans le transistor.

La Figure 126 indique que le recours à la première constante de temps tirée du courant de drain afin de calculer la différence de température normalisée à l'aide de la formule suivante permet d'obtenir un bon accord avec les résultats des autres mesures (TR et grille à grille).

$$\Delta T_{Id} = 1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \quad (\text{III} - 23)$$

Avec τ_1 la première constante de temps extraites avec Origin Pro.

Il est donc possible d'utiliser le courant de drain pour estimer la constante de temps thermique en se basant sur la constante de temps la plus rapide pour des transistors de petite taille.

Néanmoins ce premier résultat obtenu avec le courant de drain doit absolument être validé avec une autre méthode de mesure qui donne le transitoire de la température.

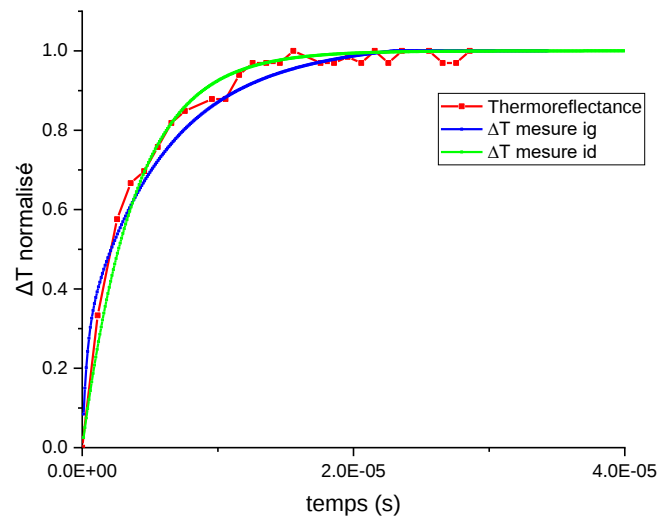


Figure 126 : Comparaison entre les résultats de mesure par thermoreflectance - le courant de grille et le courant de drain pour la première constante de temps

Dans le but de valider les résultats obtenus en mesurant le courant de grille pour différentes puissances dissipées, le courant de drain varie de 7 à 12 V et puis chaque courbe a été ajustée comme indiqué précédemment avec Origin Pro pour mesurer les différentes constantes de temps du système.

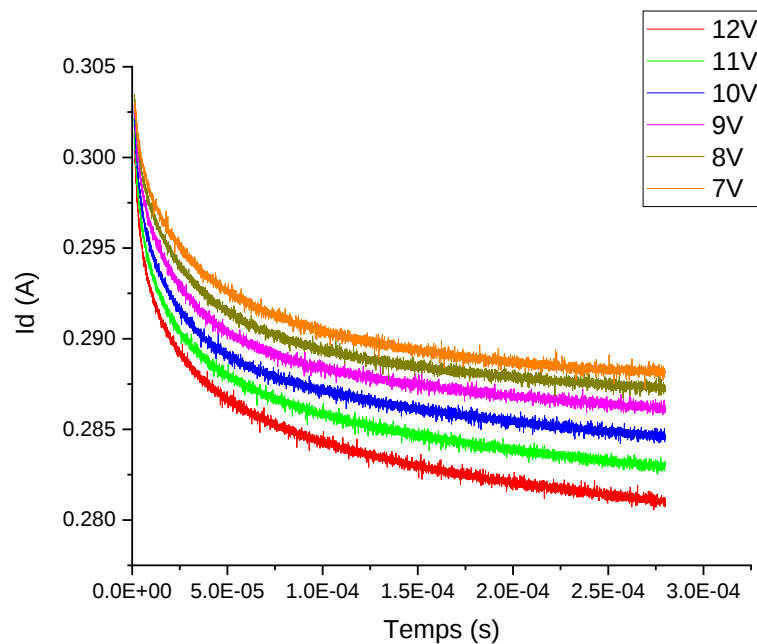


Figure 127 : Réponse temporelle du courant de drain pour différentes puissances dissipées

La Figure 127 montre la réponse temporelle du courant de drain pour différentes puissance dissipée.

Tension de drain (V)	7	8	9	12
Première constante de temps (μ s)	3.93	3.86	3.65	3.56

Tableau 17 : Variation de la première constante de temps en fonction de la tension de drain

Le [tableau 17](#) montre une légère variation de la première constante de temps en fonction de la puissance dissipée appliquée. Le même phénomène est observé dans le cas de la mesure du courant de grille. Cette variation est potentiellement due l'impact du point chaud pour des puissances dissipées élevées [\[108\]](#).

III.5.3.4. Simulation non-linéaire en régime transitoire

Dans le but de valider les résultats obtenus avec les trois méthodes basées sur la mesure du courant traversant la grille métallique, du courant de drain et de la thermorélectance, une simulation en régime non linéaire est effectuée.

Comme décrit dans la section (III.5.6), une simulation transitoire non linéaire a été réalisée sur l'ensemble de la géométrie du transistor dans le but de valider les résultats des mesures. À cette fin, le logiciel Salome-meca est utilisé pour la simulation FEM 3D.

La Figure 89 montre la structure utilisée pour la simulation FEM non-linéaire. Lors de la simulation en régime permanent, seule la conductivité thermique intervient dans le calcul, contrairement à l'analyse en régime transitoire qui nécessite la prise en compte de la chaleur spécifique et de la masse volumique.

Afin de réduire le temps de modélisation et de calcul, seul le quart de la structure du GH15 2X150 μ m est simulée en raison de la quasi-symétrie de la structure.

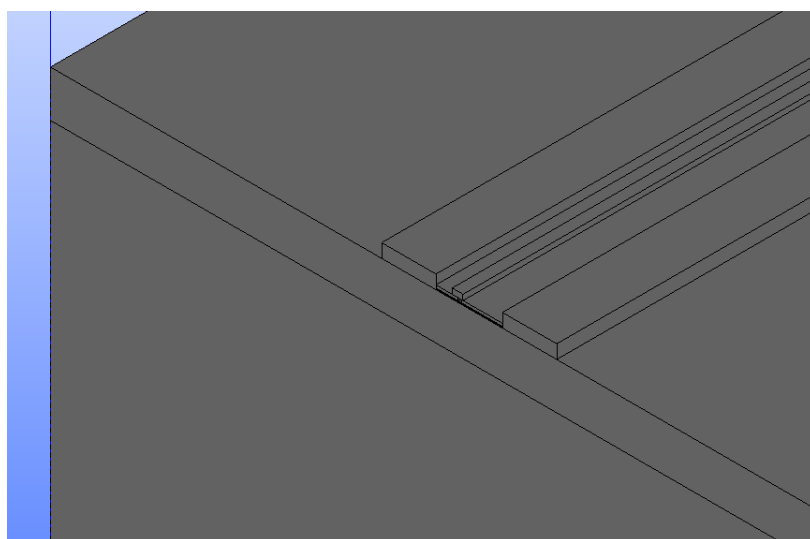


Figure 128 : Quart de la structure du GH15 2X150 μ m simulée

La Figure 128 montre la géométrie dessinée et simulée sur le logiciel de simulation. Les conductivités thermiques des semiconducteurs sont considérées comme non-linéaires en fonction de la température.

$$k(T) = k_{300} \cdot \left(\frac{T}{300}\right)^{-\alpha}$$

La partie (III.5.6) montre les valeurs de α et k_{300} pour le GaN et le SiC.

La chaleur massique du SiC en fonction de la température s'exprime par la relation suivante ((J/Kg. K) [109] :

$$C_p = 52 + 4.7 \exp\left(\frac{T}{300}\right)$$

La conductivité thermique de l'AlGaIn et le GaN cap est prise en compte en fonction de l'épaisseur de matériau comme le montre la Figure 7(chapitre I).

La chaleur massique du GaN s'exprime par [110] :

$$C_p = 431 + \frac{\left(\frac{T}{300}\right)^{1.75} - 1}{\left(\frac{T}{300}\right)^{1.75} - 0.397}$$

La Figure 129 montre le résultat de simulation thermique non-linéaire du transistor 2x150µm. Le régime permanent est obtenu en même temps, que ce soit avec la mesure ou avec la simulation. Petite différence entre le transitoire de la simulation thermique non-linéaire et la mesure. Ceci est dû au manque d'information sur le niveau de dopage dans la structure et les dimensions exactes, impactant ainsi les valeurs des conductivités thermiques imposées lors de la simulation.

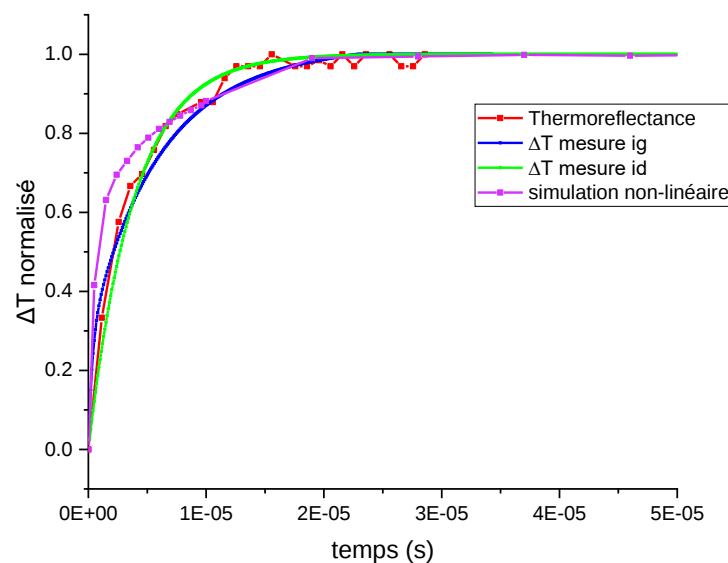


Figure 129 : Comparaison résultats de simulation avec les résultats de mesure

III.5.3.5. Conclusion

Plusieurs méthodes ont été présentées afin de mesurer les constantes de temps thermiques du transistor GH15 2x150µm. Les résultats de mesure et de simulation obtenus montrent un très bon accord, comme nous pouvons l'observer sur la Figure 129 notamment. Néanmoins, parmi ces méthodes, certaines ont démontré leurs limites pour la détermination des constantes de temps des transistors de structure classique comme le GH15 6x50µm.

Si l'on examine maintenant, la méthode basée sur la mesure du courant qui traverse la grille métallique en fonction du temps (grille à grille). Cette méthode nécessite le design d'un transistor avec un accès aux deux extrémités de la grille. Elle n'est donc pas applicable tout le temps, néanmoins, cette structure reste très intéressante pour le développement d'une filière car nous avons montré que les règles d'échelles sur la résistance thermique en terme de développement ont été relativement bien suivies.

La méthode basée sur l'analyse temporelle du courant de drain est à prendre avec précaution car, en effet, les résultats obtenus prennent en compte le phénomène thermique et le phénomène de piège. Il est donc difficile de séparer l'impact des pièges sur la baisse du courant de drain. Cette méthode reste à consolider.

La simulation thermique non-linéaire peut-être une bonne solution pour obtenir le régime transitoire de la température. Toutefois, de nombreuses difficultés sont présentes telles que la nécessité de définir les bonnes valeurs des paramètres physiques des matériaux existants dans la structure et de disposer des données détaillées et réalistes de la structure. Par conséquent, l'utilisation de la méthode de thermoréfectance représente un excellent choix pour la mesure de la température en régime transitoire ou permanent en raison de sa bonne résolution spatiale de 300nm et de sa résolution temporelle de 50ns.

Conclusion générale

La présente thèse se focalise sur la caractérisation et la compréhension des phénomènes d'auto-échauffement dans les transistors HEMT GaN. À cette fin, de nombreuses simulations thermiques et mesures thermiques complémentaires ont été réalisées afin d'effectuer des validations croisées des résultats et ainsi mieux comprendre le comportement thermique dans ce type de composants de puissance.

Dans le premier chapitre, les caractéristiques physiques du dispositif GaN HEMT ont été détaillées, y compris la structure du transistor ainsi que le rôle de chacune des couches présentes dans celle-ci. L'impact de la température sur les propriétés physiques des matériaux (conductivité thermique, mobilité électronique, dopage, etc.) a également été approfondi dans le but de comprendre les répercussions de ces paramètres sur le fonctionnement électrique du dispositif. Cette étude illustre l'importance de détenir l'information sur la température dans le canal du composant ainsi que la localisation du point chaud. Ce dernier est situé dans le canal entre le tampon GaN et la barrière AlGaIn, ce qui rend difficile la mesure de la température avec des méthodes de mesures macroscopiques. Par conséquent, diverses méthodes de mesure ont été développées durant les dernières décennies en vue de mesurer cette température. Plusieurs de ces méthodes sont évoquées. Nous avons essayé de présenter leurs avantages et leurs inconvénients. Nous avons montré que pour les méthodes électriques telles que la méthode 3ω et la méthode basée sur la mesure de la résistance R_{ON} avec des impulsions électriques (I-V impulsif), ces deux méthodes fournissent une température moyenne sur l'ensemble du canal du transistor. Pour les méthodes par contact telle que la microscopie thermique à balayage (SThM), une caractérisation préalable de la pointe de mesure, qui est une procédure très complexe, est nécessaire. Enfin, les méthodes de mesure optiques sont illustrées par la méthode par thermoreflectance, elle permet d'obtenir une mesure sur la surface du composant, celle-ci sera utilisée dans les mesures par la suite afin de valider son utilisation pour la mesure de température.

Dans le deuxième chapitre, la thermique transitoire dans les HEMTs GaN a été étudiée au moyen de la simulation FEM et de la réduction d'ordre. Il est démontré que pour une simulation unidimensionnelle avec une seule couche (ici, le substrat), plusieurs constantes de temps sont présentes, montrant ainsi la complexité de l'étude transitoire de la thermique pour un cas simple. Ces résultats de simulation (1D) pour une seule couche obtenue avec la réduction d'ordre ont été validés par une formule analytique présentée par Bagnall [75]. Ensuite, les impacts de la couche de GaN et de la réduction de la taille de la grille ont été détaillés. Les résultats montrent que pour une structure simple d'un HEMT en GaN contenant uniquement le substrat et la couche tampon, le spectre des constantes de temps est large en raison d'une propagation thermique agressive de la zone de chauffe jusqu'au substrat et des valeurs différentes des conductivités thermiques entre les différents matériaux. Pour finir, le cas d'une conductivité thermique non-linéaire est étudié pour un cas simple (1D), une formule analytique de la conductivité thermique effective dans la structure est retrouvée permettant ainsi de trouver le transitoire de température adéquat en couplant cette formule avec la formule de Bagnall [75].

Le troisième chapitre traite de la validation du banc de thermoreflectance pour la mesure et l'étude des phénomènes thermiques dans les HEMT GaN. La première étape consiste à

valider la température mesurée par la méthode de thermoreflectance. Ainsi, une micro-ligne est mesurée successivement avec la thermoreflectance, la méthode électrique (3ω) et simulée avec un simulateur FEM (3D). Ces trois méthodes donnent la même valeur de température. Une fois la mesure par thermoreflectance validée sur ce cas simple, deux transistors de la fonderie UMS (GH15) de dimensions $6 \times 50 \mu\text{m}$ et $2 \times 150 \mu\text{m}$ (transistor ayant accès aux deux ports de la grille) sont caractérisés avec des méthodes électriques (I-V pulsé, 3ω , grille à grille), optique (TR) et de la simulation FEM non-linéaire afin de comprendre le phénomène thermique qui prend place au sein de ces composants. Nous avons démontré la puissance de la méthode de thermoreflectance pour la mesure de la température transitoire sur toute la surface du transistor. Les deux méthodes I-V impulsionnel et 3ω donnent une température moyenne sur toute la longueur du canal du transistor, sous-estimant ainsi la température pour des grandes valeurs de puissance dissipée. La méthode grille à grille requiert un transistor avec une structure spécifique pour obtenir la température sur la grille métallique. La simulation FEM ne prend en considération que le phénomène thermique sachant qu'il ne faut pas négliger non plus le phénomène de piège. Finalement, la méthode de mesure par thermoreflectance s'est avérée l'une des meilleures méthodes pour caractériser la température des composants de puissance.

En conclusion, cette thèse a permis de répondre à plusieurs défis théoriques et expérimentaux concernant la compréhension de la thermique transitoire dans les transistors HEMT GaN en initiant la mesure par thermoreflectance au sein du laboratoire XLIM.

Les perspectives de ce travail de recherche sont à la fois théoriques et expérimentales. Nous pourrions envisager notamment l'utilisation de la réduction d'ordre en régime non-linéaire afin de comprendre comment la non-linéarité de la conductivité thermique avec la température modifie le spectre des constantes de temps. Il serait également très intéressant d'effectuer une simulation électrothermique globale afin de coupler l'impact de la température et des pièges pour obtenir des résultats en fonctionnement du transistor. D'un point de vue de la caractérisation, nous pourrions examiner comment améliorer la résolution spatiale et temporelle de la thermoreflectance pour la mesure des HEMT GaN et essayer notamment de coupler de manière plus intime la simulation FEM et la méthode de la thermoreflectance afin d'améliorer la précision dans la détermination du point chaud dans les transistors.

Chapitre IV. Références

- [1] S. Keller et al, «Recent progress in metal-organic chemical vapor deposition of (0001) N-polar group-III nitrides,» *Semiconductor Science and Technology*, vol. 29, n° 111, August 2014.
- [2] I. Vurgaftman et J. R. Meyer, «Band parameters for nitrogen-containing semiconductors,» *J. Appl. Phys*, vol. 94, n° 16, pp. 3576-3696, Sept 2003.
- [3] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff et L. Eastman, «Pyroelectric properties of Al (In)Ga_N/Ga_N hetero- and quantum well structures,» *Journal of Physics*.
- [4] D. Delagebeaudeuf et T. Linh, «Metal-(n) AlGaAs-GaAs two-dimensional electron gas FET,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 29, n° 16, pp. 955-960, June 1982.
- [5] Y. Liu, D. Chen, K. Dong et e. al, «Temperature Dependence of the Energy Band Diagram of AlGa_N/Ga_N Heterostructure,» *Photonics and Optoelectronics of Low-Dimensional Materials*, vol. 2018.
- [6] C. Bozorg-Grayeli, J. Altman, E. Asheghi, D. H. Goodson, M. E. et a. al, «Low thermal resistances at Ga_N-SiC interfaces for HEMT technology,» *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 33, n° 13, p. 378-380, 2012.
- [7] S. Dagli, M. Kelsey, A. Kioupakis et a. Emmanouil, «Thermal conductivity of Al_N, Ga_N, and Al_xGa_{1-x}N alloys as a function of composition, temperature, crystallographic direction, and isotope disorder from first principles,» *Materials Sc.*
- [8] M. C. Hua et a. A. J., «Semi-analytical solution to the frequency-dependent Boltzmann transport equation for cross-plane heat conduction in thin films,» *Journal of Applied Physics*, 2015.
- [9] E. Sondheimer, «The mean free path of electrons in metals,» *Advances in Physics*, 1952.
- [10] R. Peierls, Quantum Theory of Solids, Vols. 1 sur 2 ISBN-13: 9780198507819, O. U. Press, Éd., 1955.
- [11] P. Klemens, G. White et R. Tainsh, «Scattering of lattice waves by point defects,» *Philos Mag (Philosophical Magazine)*, vol. 7, p. 1323-1335, 1962.
- [12] L. Mitterhuber, R. Hammer, T. Dengg et J. Spitaler, «Thermal Characterization and Modelling of AlGa_N-Ga_N Multilayer Structures for HEMT Applications,» *Energies*, 2020.

- [13] W. Y. Guo et a. Moran, «Phonon hydrodynamics for nanoscale heat transport at ordinary temperatures,» *Phys. Rev*, Vols. %1 sur %2Guo, Y.; Wang, M. Phonon hydrodynamics for nanoscale heat transport at ordinary temperatures. *Phys. Rev. B*, January 2018.
- [14] Y. P. Varshni, «Temperature dependence of the energy gap in semiconductors,» *Physica*, Vols. %1 sur %234, p, p. 149–154, 1967.
- [15] M. Miyoshi, T. Egawa, H. Ishikawa et e. al, «Nanostructural characterization and two-dimensional electron-gas properties in high-mobility AlGaN/AlN/GaN heterostructures grown on epitaxial AlN/sapphire templates.,» *J Appl Phys*, 2005.
- [16] H. Tokuda, J. Yamazaki et M. Kuzuhara, «High temperature electron transport properties in AlGaN/GaN heterostructures,» *Journal of Applied Physics*, 2010.
- [17] R. S. Yuan, «Lattice-matching SiC substrates with GaN,» *Appl. Phys. Lett*, 1996.
- [18] X. B. Zhang, T. Taliercio, S. Kolliakos et a. P. Lefebvre, «Influence of electron-phonon interaction on the optical properties of III nitride semiconductors,» *Journal of PhysicsCondensed Matter*, vol. 13, pp. 7053-7074, 13 Aug 2001.
- [19] M. Bouslama, «Approche duale de modélisation TCAD et de caractérisations électriques approfondies pour la détermination de la signature et de la localisation des pièges dans les HEMT GaN sur substrat SiC,» 2020.
- [20] Bergman, T. L., Lavine, A. S., Incropera, F. P., Dewitt et D. P, *Fundamentals of Heat and Mas Transfer*, Seventh Edition, John Wiley & Sons, Inc.
- [21] «Exact,» [En ligne]. Available: <https://mme-exact.unl.edu/>.
- [22] P. Igic, P. Mawby, M. Towers et a. S. Batcup, «automotive traction applications” Proceeding of 2004 international symposium on power semiconductor devices &ICs,» *Kitakyushu*, 2004.
- [23] F. Masana, «A closed form solution of junction to substrate thermal resistance in semiconductor chips,» *IEEE Trans. Compon. Packag. Manuf. Technol. Part A* , 1996.
- [24] A. M. Darwish, A. J. Bayba et H. A. Hung, «Thermal resistance calculation of AlGaIn-GaN devices,» *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 52, n° %111, pp. 2611-2620, 2004.
- [25] A. M. Darwish, A. J. Bayba et H. A. Hung, «Accurate determination of thermal resistance of FETs,» *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 53, n° %11, pp. 306-313, 2005.

- [26] A. Darwish, J. Bayba et A. A. H. H, «Channel Temperature Analysis of GaN HEMTs With Nonlinear Thermal Conductivity,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 62, n° %13, pp. 840-846, March 2015.
- [27] K. R. Bagnall, O. I. Saadat, T. Palacios et a. E. N. Wang, «Analytical thermal model for HEMTs with complex epitaxial structures,» *Fourteenth Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (ITherm)*, pp. 947-958, 2014.
- [28] A. Hammiche, D. Price, E. Dupas, G. Mills, A. Kulik, M. Reading, J. Weaver et H. Pollock, «Two new microscopical variants of thermomechanical modulation: scanning thermal expansion microscopy and dynamic localized thermomechanical analysis,» *J Microsc*, 2000.
- [29] E. Guen, «Microscopie thermique à sonde locale : Etalonnages, protocoles de mesure et applications quantitatives sur des matériaux nanostructurés,» Université de Lyon, 2020, 2020.
- [30] G. Wexler, «The size effect and the non-local Boltzmann transport equation in orifice and disk geometry,» *Proceedings of the Physical Society*, vol. 89, n° %14, 1966.
- [31] D. Sarid, P. Khulbe et R. Grover, «Effects of sample topography and thermal features in scanning thermal conductivity microscopy,» *Solid State Communications*, vol. 145, pp. 389-391, 2008.
- [32] F. Patrick, L. Byeonghee et K. William, «Thermoelectric voltage at a nanometer-scale heated tip point contact,» *Nanotechnology*, p. 035401, 2011.
- [33] R. Prasher, «Predicting the thermal resistance of nanosized constrictions,» *Nano Lett*, pp. 2155-9, 2005.
- [34] D. G. Cahill, W. K. Ford, K. E. Goodson, G. D. Mahan, A. Majumdar, H. J. Maris, M. R. et S. R. & Phillpot, «Nanoscale thermal transport,» *Journal of Applied Physics*, vol. 93, pp. 793-818, 2003.
- [35] B. Persson, A. Volokitin et H. Ueba, «Phononic heat transfer across an interface: thermal boundary resistance,» *J Phys Condens Matter*, 2011.
- [36] A. Majumdar, «Scanning Thermal Microscopy,» *Annual Review of Materials Science*, vol. 29, n° %1505-585, 1999.
- [37] A. Assy, S.Lefèvre, P. O. Chapuis et S. Gomès, «Analysis of heat transfer in the water meniscus at the tip-sample contact in scanning thermal microscopy,» *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 47, n° %144, p. 1–5, 2014.
- [38] K. Luo, Z. Shi, J. Varesi et a. A. Majumdar, «Sensor nanofabrication, performance, and conduction mechanisms in scanning thermal microscopy,» *Journal of Vacuum Science &*

- [39] O. M. Corbino, «Thermal oscillations in lamps of thin fibers with alternating current flowing through them and the resulting effect on the rectifier as a result of the presence of evennumbered harmonics,» *Phys. Z*, vol. 11, pp. 413-417, 1910.
- [40] D. G. Cahill et R. O. Pohl, «Thermal conductivity of amorphous solids above the plateau,» *Phys. Rev. B*, vol. 35, pp. 4067--4073, 1987.
- [41] D. G. Cahill, «Thermal conductivity measurement from 30 to 750 K: The 3ω method,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 61, pp. 802-808, 1990.
- [42] A. Mustafa, S. Raphael, C. Guillaume et J. T. a. Q. Raymond, «Understanding parasitic effects to improve the “ 3ω ” measurement of GaN HEMTs thermal impedance,» *Fourteenth Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in electronic systems (itherm)*, pp. 942-946, 2014.
- [43] A. Mustafa et S. R. a. Q. Raymond, «Influence of parasitic effects of the “ 3ω ” measurement setup to improve the determination of GaN HEMTs thermal impedance,» *9th European Microwave Integrated Circuit Conference*, pp. 9-12, 2014.
- [44] P. Etienne et e. al, «Scanning thermal microscopy of individual silicon nanowires,» *Journal of Applied Physics*, vol. 109, p. 024302, 2011.
- [45] T. Borca-Tasciuc, «Scanning Probe Methods For Thermal And Thermoelectric Property Measurements,» *Annual Review of Heat Transfer*, vol. 16, pp. 211-258.
- [46] L. Stéphane et a. S. Volz, « 3ω -Scanning Thermal Microscope,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 76, p. 3, 2005.
- [47] B. Attal-Trétout, P. Bouchardy, P. Magre, M. Péalat et J. P. Taran, «CARS in combustion - Prospects and problems,» *Applied Physics B Photophysics Laser Chemistry*, vol. 51, p. 17–24, 1990.
- [48] D. Cialla-May, M. Schmitt et P. Jürgen, «Theoretical principles of Raman spectroscopy,» *Physical Sciences Reviews*, vol. 4, n° %16, p. 20170040, 2019.
- [49] M. Kuball, J. Pomeroy, S. Rajasingam, A. Sarua, M. Uren, T. Martin, A. Lell et a. Härle, «High spatial resolution micro-Raman temperature measurements of nitride devices (FETs and light emitters),» *phys. stat. sol. (a)*, 2005.
- [50] «OMEGA OPTICAL, "Raman spectroscopy",» [En ligne]. Available: <http://www.omegafilters.com/applications/raman-spectroscopy/>.

- [51] B. Hehlen, M. Al-Sabbagh, A. Al-Zein et H. J, «Relaxor Ferroelectrics: Back to the Single-Soft-Mode Picture,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, p. 155501, 2016.
- [52] Y. A. Ruchita S. Das, «Raman spectroscopy: Recent advancements, techniques and applications,» *Vibrational Spectroscopy*, vol. 57, pp. 163-176, 2011.
- [53] P. R. N. Childs, J. R. Greenwood et a. C. A. Long, «Review of temperature measurement,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 71, n° %18, 2002.
- [54] Z. Xu, Z. He, Y. Song, X. Fu, M. Rommel, X. Luo, A. Hartmaier, J. Zhang et a. F. Fang, «Topic Review: Application of Raman Spectroscopy Characterization in Micro/Nano-Machining,» *Micromachines* 9, n° %17, 2018.
- [55] G. Lucazeau, «Effect of pressure and temperature on Raman spectra of solids: anharmonicity,» *J. Raman Spectrosc*, vol. 34, pp. 478-496, 2003.
- [56] T. Beechem, L. Yates et a. S. Graham, «Invited Review Article: Error and uncertainty in Raman thermal conductivity measurements,» *Review of Scientific Instruments* 86, p. 041101, 2015.
- [57] J. Thapa, B. Liu, S. D. Woodruff, B. T. Chorpene et a. M. P. Buric, «Raman scattering in single-crystal sapphire at elevated temperatures,» *Appl. Opt*, vol. 56, pp. 8598-8606, 2017.
- [58] M. Malyj et J. E. Griffiths, «Stokes/Anti-Stokes Raman Vibrational Temperatures: Reference Materials, Standard Lamps, and Spectrophotometric Calibrations,» *Applied Spectroscopy*, vol. 37, n° %14, pp. 315-333, 1983.
- [59] M. Balkanski, R. F. Wallis et a. E. Haro, «Anharmonic effects in light scattering due to optical phonons in silicon,» *Phys. Rev. B* 28, 1983.
- [60] M. R. Abel, S. Graham, J. R. Serrano, S. P. Kearney et L. M. Phinney, «Raman Thermometry of Polysilicon Microelectro-mechanical Systems in the Presence of an Evolving Stress,» *J. Heat Transfe*, vol. 129, p. 329–334, 2007.
- [61] T. Beechem, S. Graham, S. Kearney, L. Phinney et J. Serrano, «Simultaneous mapping of temperature and stress in microdevices using micro-Raman spectroscopy,» *Rev Sci Instrum*, vol. 78, p. 061301, 2007.
- [62] N. Everall, «Confocal Raman microscopy: performance, pitfalls, and best practice,» *Appl Spectrosc*, vol. 63, pp. 245A-262A, 2009.
- [63] R. Usamentiaga, P. Venegas, J. Guerediaga, L. Vega, J. Molleda et F. Bulnes, «Infrared thermography for temperature measurement and non-destructive testing,» *Sensors (Basel)*, vol. 14, n° %17, p. 12305–12348, 2014.

- [64] A. Hefner, D. Berning, D. Blackburn, C. Chapuy et a. S. Bouche, «A high-speed thermal imaging system for semiconductor device analysis,» *Proc. 17th Annu. IEEE Semicond. Therm. Meas. and Manage. Symp.*, pp. 43-49, 2001.
- [65] C. A. Paddock et G. L. Eesley, «Transient thermorefectance from metal films,» *Opt Lett*, vol. 11, n° %15, p. 273, 1986.
- [66] R. K. Willardson et A. C. Beer, *Semiconductors and Semimetals 9, Modulation Techniques*-Academic Press, 1972.
- [67] B. O. Seraphin et N. Bottka, «Band-Structure Analysis from Electro-Reflectance Studies,» *Phys. Rev.*, vol. 145, pp. 628--636, 1966.
- [68] F. Milad, M. K, L. Dietrich, S. J, M. Peter, R. Peter, P. K, S. A, R. Rj et H. Janice, «CCD-based thermorefectance microscopy: Principles and applications,» *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 42, p. 143001, 2009.
- [69] S. Sandell, E. Chávez-Ángel, A. E. Sachat, J. He, C. S. Torres et e. al, «Thermorefectance techniques and Raman thermometry for thermal property characterization of nanostructures,» *Journal of Applied Physics*, vol. 128, n° %113, p. 131101, 2020.
- [70] P. M. Mayer, D. Lüerßen, R. J. Ram et a. J. A. Hudgings, «Theoretical and experimental investigation of the thermal resolution and dynamic range of CCD-based thermorefectance imaging,» *Optics & Photonics Topics*, vol. 24, pp. 1156-1163, 2007.
- [71] P. Gleyzes, F. Guernet et a. A. C. Boccara, «Picometric profilometry. II. Multidetector approach and multiplexed lock-in detection,» *Journal of Optics*, vol. 25, p. 207, 1995.
- [72] K. Maize, «High Resolution Thermorefectance Imaging of Power Transistors and Nanoscale Percolation Networks,» 2014.
- [73] D. Talreja, «Time-Domain Thermorefectance Probing of Tunable Thermal Transport in Silicon Metalattices,» 2020.
- [74] A. J. Schmidta, C. X. Chen et a. Gang, «Pulse accumulation, radial heat conduction, and anisotropic thermal conductivity in pump-probe transient thermorefectance,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 79, p. 114902, 2008.
- [75] D. G. Cahill, «Analysis of heat flow in layered structures for time-domain thermorefectance,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 75, p. 5119, 2004.
- [76] K. C. Collins, A. A. Maznev, J. Cuffe, K. A. Nelson et a. G. Chen, «Examining thermal transport through a frequency-domain representation of time-domain thermorefectance data,» *Review of Scientific Instruments*, vol. 85, p. 124903, 2014.

- [77] K. Regner, D. Sellan, Z. Su, C. Amon, A. McGaughey et J. Malen, «Broadband phonon mean free path contributions to thermal conductivity measured using frequency domain thermoreflectance,» *Nat Commun*, vol. 4, p. 1640, 2013.
- [78] S. Dilhaire, G. Pernot, G. Calbris, J. M. Rampnoux et a. S. Grauby, «Heterodyne picosecond thermoreflectance applied to nanoscale thermal metrology,» *Journal of Applied Physics*, vol. 110, p. 114314, 2011.
- [79] P. Jiang, X. Qian et a. R. Yang, «Tutorial: Time-domain thermoreflectance (TDTR) for thermal property characterization of bulk and thin film materials,» *Journal of Applied Physics*, vol. 124, p. 161103, 2018.
- [80] D. Zhao, X. Qian, X. Gu, S. A. Jajja et R. Yang, «Measurement Techniques for Thermal Conductivity and Interfacial Thermal Conductance of Bulk and Thin Film Materials,» *ASME. J. Electron. Packag.*, vol. 138, p. 4, 2016.
- [81] N. Poopakdee, «Development of a frequency-domain thermoreflectance instrument for thermal characterization of diamond-based composites».
- [82] M. Burzo, P. Komarov et P. Raad, «Thermo-reflectance thermography for submicron temperature measurements,» Google Scholar, 2008.
- [83] G. Ghosh, *Handbook of Optical Constants of Solids: Handbook of Thermo-Optic Coefficients of Optical Materials with Applications*, Kindle Edition.
- [84] R. Sommet, C. Chang, R. Quere et P. Dueme, «Model order reduction of linear and nonlinear 3D thermal finite-element description,» *Int. J. RF Microwave Comput.-Aided Eng*, vol. 15, pp. 398-411, 2005.
- [85] E. Wilson et M. Yuan, «Dynamic analysis by direct superposition of Ritz vectors,» *Earthq. Eng. Struct. Dyn.*, vol. 10, p. 813–821, 1982.
- [86] K. Bagnall et E. Wang, «Theory of Thermal Time Constants in GaN High-Electron-Mobility Transistors,» *IEEE Trans. Compon. Packag. Manuf. Technol.*, vol. 8, pp. 606-620, 2017.
- [87] N. Jobert, «Working Wonders with ADPL Math Illustrated: Thermal Modal Analysis,» 12 September 2017. [En ligne]. Available: <https://www.padtinc.com/blog/author/nicolas-jobert/>.
- [88] E. Heller, S. Choi, D. Dorsey et e. al., «Electrical and structural dependence of operating temperature of AlGaIn/GaN HEMTs,» *Microelectronics Reliability*, vol. 53, pp. 872-877, 2013.

- [89] A. Jakani, S. Raphael, S. Frédérique et N. Jean-Christophe, «Understanding the Thermal Time Constants of GaN HEMTs through Model Order Reduction Technique,» *Electronics*, p. 24, 2021.
- [90] A. Jakani, K. Karrame, L. Kakou, R. Sommet et J.-C. Nallatamby, «La thermique des transistors GaN en régime transitoire : Théorie et mesures,» *XXIIèmes Journées Nationales Microondes*, 2022.
- [91] D. G. Cahill, P. V. Braun, G. Chen, D. R. Clarke, S. Fan, K. E. Goodson, P. Keblinski, W. P. King, G. D. Mahan, A. Majumdar, H. J. Maris, S. R. Phillpot, E. Pop et a. L. Shi, «Nanoscale thermal transport. II. 2003–2012,» *Applied Physics Reviews* 1, 011305, 2014.
- [92] A. Mustafa, «Caractérisation des effets parasites dans les HEMTs GaN : développement d'un banc de mesure 3ω ,» 2014.
- [93] «Vishay_résistance,» [En ligne]. Available: <https://www.mouser.fr/ProductDetail/Alpha-Electronics/Y16071R50000D9W?qs=Wj%2FVkw3K%252BMA%2F8LfWS89zRw%3D%3D>.
- [94] Microsanj, «NT220B-C,» [En ligne]. Available: <https://www.microsanj.com/products-2>.
- [95] «Digital Phosphor Oscilloscopes,» [En ligne]. Available: <https://www.testequipmenthq.com/datasheets/TEKTRONIX-DPO7254-Datasheet.pdf>.
- [96] A. Jakani, R. Sommet et J. -C. N. a. C. Charbonniaud, «Dual Approach for the characterization of the thermal impedance using 3ω and thermoreflectance methods,» *International Workshop on Integrated Nonlinear Microwave and Millimetre-Wave Circuits (INMMiC)*, pp. 1-3, 2020.
- [97] G. Pavlidis, D. Kendig, L. Yates et a. S. Graham, «Improving the Transient Thermal Characterization of GaN HEMTs,» *17th IEEE Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (ITherm)*, pp. 208-213, 2018.
- [98] P.-L. Komarov, M. G. Burzo et P.-E. Raad, «CCD Thermoreflectance Thermography System: Methodology and Experimental Validation,» *Proceedings of 12th International Workshop on Thermal investigations of ICs - THERMINIC 2006*, 2006.
- [99] A. Jakani, R. Sommet et F. G. a. J. -C. Nallatamby, «"Comparison of GaN HEMTs Thermal Results through different measurements methodologies: Validation with 3D simulation,» *International Workshop on Thermal Investigations of ICs and Systems (THERMINIC)*, vol. 27, pp. 1-4, 2021.
- [100] A. Jakani, K. Karrame, R. Sommet et J.-C. Nallatamby, «Mesure temporelle de la température des dispositifs micro-ondes par thermoréfectance,» *XXIIèmes Journées Nationales Microondes*, Juin 2022.

- [101] L. Baczkowski, D. Carisetti, J.-C. Jacquet, D. Kendig, F. Vouzelaud et C. Gaquiere, «Thermal characterization of high power AlGaIn/GaN HEMTs using infra red microscopy and thermorefectance,» *20th International Workshop on Thermal Investigations of ICs and Systems*, pp. 1-6, 2014.
- [102] B. K. Schwitter, A. E. Parker, A. P. Fattorini, S. J. M. Heimlich et a. M. C., «Study of Gate Junction Temperature in GaAs pHEMTs Using Gate Metal Resistance Thermometry,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 60, pp. 3358-3364, 2013.
- [103] A. Tomas et e. al, «Reliability of Fan-Out Wafer Level Packaging For III-V RF Power MMICs,» *IEEE 71st Electronic Components and Technology Conference (ECTC)*, pp. 1779-1785, 2021.
- [104] «Temperature Coefficient of Resistance : Formula and Measuring Method,» [En ligne]. Available: <https://www.elprocus.com/temperature-coefficient-of-resistance/>.
- [105] D. Marcon et e. al, «Reliability Analysis of Permanent Degradations on AlGaIn/GaN HEMTs,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 60, n° %110, pp. 3132-3141, 2013.
- [106] K. Karrame, A. Jakani, L. Kakou, C. Chang, M. Colas et e. al., «Thermal Simulation and Characterization of GaN HEMT using Gate Resistance Thermometry and Thermorefectance imaging,» *IEEE MTT-S International Conference on Electromagnetic and Multiphysics Modeling and Optimization (NEMO2022)*, Juillet 2022.
- [107] A. Jakani, R. Sommet et K. K. a. J. -C. Nallatamby, «GaN HEMTs thermal time constants: Theory and Measurements,» *International Conference on Thermal, Mechanical and Multi-Physics Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems (EuroSimE)*, vol. 23, pp. 1-5, 2022.
- [108] X, S. Chen et W. L Boumaiza and, «Modeling Bias Dependence of Self-Heating in GaN HEMTs Using Two Heat Sources,» *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 67, n° %18, pp. 3082-3087, 2020.
- [109] R. Wei, M. Song, K. Yang, Y. Cui, Y. Peng, X. Chen, X. Hu et X. Xu, «Thermal conductivity of 4H-SiC single crystals,» *Journal of Applied Physics*, vol. 113.
- [110] V. Palankovski, R. Schultheis et a. S. Selberherr, «Simulation of Power Heterojunction Bipolar Transistors on Gallium Arsenide,» *IEEE Trans.Electron Devices*, vol. 48, n° %16, pp. 1264-1269, 2001.
- [111] «Salome-Meca,» [En ligne]. Available: <https://www.code-aster.org/V2/spip.php?article295>.

Revues scientifiques

[1] **Jakani, A.**; Sommet, R.; Simbélle, F.; Nallatamby, J.-C. [Understanding the Thermal Time Constants of GaN HEMTs through Model Order Reduction Technique](#). Electronics 2021, 10, 3138. <https://doi.org/10.3390/electronics10243138>

Conférences internationales

[2] K. Karrame, **A. Jakani**, N. L. A. Kakou, C. Chang, M. Colas, J. -C. Nallatamby, R. Sommet " [Thermal Simulation and Characterization of GaN HEMT using Gate Resistance thermometry and thermoreflectance](#)" NEMO 2022

[3] **A. Jakani**, R. Sommet, K. Karrame and J. -C. Nallatamby, "[GaN HEMTs thermal time constants: Theory and Measurements](#)," 2022 23rd International Conference on Thermal, Mechanical and Multi-Physics Simulation and Experiments in Microelectronics and Microsystems (EuroSimE), 2022, pp. 1-5, doi: 10.1109/EuroSimE54907.2022.9758888.

[4] **A. Jakani**, R. Sommet, F. Gaillard and J. -C. Nallatamby, "[Comparison of GaN HEMTs Thermal Results through different measurements methodologies: Validation with 3D simulation](#)," 2021 27th International Workshop on Thermal Investigations of ICs and Systems (THERMINIC), 2021, pp. 1-4, doi: 10.1109/THERMINIC52472.2021.9626486.

[5] **A. Jakani**, R. Sommet, J. -C. Nallatamby and C. Charbonniaud, "[Dual Approach for the characterization of the thermal impedance using 3omega and thermoreflectance methods](#)," 2020 International Workshop on Integrated Nonlinear Microwave and Millimetre-Wave Circuits (INMMiC), 2020, pp. 1-3, doi: 10.1109/INMMiC46721.2020.9160092.

[6] Raphaël Sommet, **Anass Jakani**, Jean-Christophe Nallatamby. [Thermal characterization of AlGaIn/GaN HEMT using thermoreflectance method](#). IMAPS 15 th Workshop on Thermal Management 2020, Feb 2020, La Rochelle, France. ([hal-02532985](#))

Conférences nationales

[7] **A. Jakani**, K. Karrame, N. L. A. Kakou, R. Sommet, JC. Nallatamby "[La thermique des transistors GaN en régime transitoire : Théorie et mesures](#)" Journées Nationales Microondes 2022, Juin 2022, LIMOGES, France.

[8] **A. Jakani**, K. Karrame, R. Sommet, JC. Nallatamby " [Mesure temporelle de la température des dispositifs micro-ondes par thermoréfectance](#)" Journées Nationales Microondes 2022, Juin 2022, LIMOGES, France.

[9] S. Lozachmeur, **A. Jakani**, N. Richard, R. Sommet, JC. Nallatamby " [Mesure de température par une méthode de thermoreflectance multispectrale](#)" Journées Nationales Microondes 2022, Juin 2022, LIMOGES, France.

Attention, ne supprimez pas le saut de section suivant (page suivante non numérotée)

Développement d'un banc de mesure par thermoreflectance pour les composants de puissance

La forte demande de l'industrie électronique en termes de niveaux de puissance et de fréquences élevées a fortement encouragé le développement de la technologie des transistors HEMT en nitrure de gallium (GaN). Cependant, malgré les efforts accomplis sur d'optimisation thermique de ces composants par utilisation de substrats hautes performances tels que le SiC, la dégradation des performances électriques résultant de l'auto-échauffement du transistor dans les couches épitaxiées du dispositif pendant son fonctionnement reste un problème majeur. Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à la thermique transitoire dans ces composants de puissance. Notre travail a été double. D'une part, à l'aide de la simulation numérique nous avons étudié théoriquement les constantes de temps mises en jeu en insistant à la fois sur l'influence de la couche la GaN et du substrat SiC mais également en examinant l'influence de la longueur de grille sur les performances thermiques des composants.

Nous avons d'autre part mis en place pour la première fois au laboratoire, une mesure de température des HEMT GaN par thermoréfectance. Nous avons validé cette nouvelle approche par les méthodes électriques développées jusqu'alors au laboratoire. La thermoréfectance se révèle parfaitement complémentaire à nos autres outils de caractérisation thermique.

Mots-clés : Thermoreflectance, Les transistors HEMT GaN, Constantes de temps thermiques, la réduction d'ordre, analyse par éléments finis, simulation thermique, résistance thermique, Thermoreflectance transitoire, méthode 3ω , méthode grille à grille.

Development of a thermoreflectance measurement bench for power components

The strong demand of the electronics industry in terms of power levels and high frequencies has strongly encouraged the development of gallium nitride (GaN) HEMT technology. However, despite the efforts made on thermal optimization of these devices by using high performance substrates such as SiC, the degradation of the electrical performance resulting from the self-heating of the transistor in the epitaxial layers of the device during its operation remains a major problem. In this work, we focused on the transient thermal in these power devices. Our work was twofold. On the one hand, using numerical simulation, we have studied theoretically the time constants involved, insisting on the influence of the GaN layer and the SiC substrate, but also examining the influence of the gate length on the thermal performances of the devices.

We have also implemented for the first time in the laboratory, a temperature measurement of GaN HEMTs by thermoreflectance. We have validated this new approach with the electrical methods developed so far in the laboratory. Thermoreflectance is perfectly complementary to our other thermal characterization tools.

Keywords : Thermoreflectance, GaN HEMT transistors, thermal time constant, model order reduction, finite element analysis, different measurements methodologies, thermal resistance, transient thermoreflectance imaging, 3ω method, gate resistance thermometry, thermal simulation.

