



HAL
open science

Étude de transfert d'énergie par des excitations de surface

Sobhi Hamyeh

► **To cite this version:**

Sobhi Hamyeh. Étude de transfert d'énergie par des excitations de surface. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Technologie de Troyes; Université Libanaise, 2020. Français. ⟨NNT : 2020TROY0013⟩. ⟨tel-03808664⟩

HAL Id: tel-03808664

<https://theses.hal.science/tel-03808664v1>

Submitted on 10 Oct 2022

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.

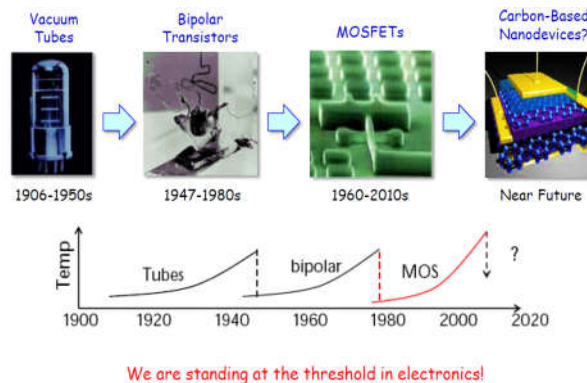
L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



HAL Authorization

Sobhi HAMYEH

Étude de transfert d'énergie par des excitations de surface



Champ disciplinaire :
Sciences pour l'Ingénieur

2020TROY0013

Année 2020

Thèse en cotutelle avec Université Libanaise - Beyrouth - Liban

THESE

pour l'obtention du grade de

DOCTEUR

de l'UNIVERSITE DE TECHNOLOGIE DE TROYES

EN SCIENCES POUR L'INGENIEUR

Spécialité : MATERIAUX, MECANIQUE, OPTIQUE, NANOTECHNOLOGIE

présentée et soutenue par

Sobhi HAMYEH

le 30 septembre 2020

Étude de transfert d'énergie par des excitations de surface

JURY

Mme Jihane JABBOUR	PROFESSEURE	Présidente
M. Stefan DILHAIRE	PROFESSEUR DES UNIVERSITES	Rapporteur
M. Maher SOUEIDAN	DIRECTEUR DE RECHERCHE	Rapporteur
M. Yannick DE WILDE	DIRECTEUR DE RECHERCHE CNRS	Examineur
M. Pierre-Michel ADAM	PROFESSEUR DES UNIVERSITES	Directeur de thèse
M. Rabih TAUKE	PROFESSEUR	Directeur de thèse

Personnalités invitées

M. Aurélien BRUYANT	MAITRE DE CONFERENCES - HDR
M. Michel KAZAN	ASSOCIATE PROFESSOR

à MON PÈRE

Remerciements

Je tiens à remercier toutes les personnes qui ont contribué au succès de mon doctorat et qui m'ont aidé lors de la rédaction de ce rapport.

Tout d'abord, cette thèse n'aurait pas vu le jour sans l'aide constante de Prof. Michel KAZAN, Prof. Pierre-Michel ADAM et Prof. Rabih TAUK. Je les remercie chaleureusement pour leurs lectures attentives et exigeantes, leurs remarques, leurs conseils, leurs compétences, leur soutien, leur disponibilité, et leur curiosité. Ils m'ont accompagnée sans relâche durant toutes les années de mon doctorat. Travailler avec eux m'a beaucoup apporté. Ils m'ont fait connaître et apprécier comment analyser les résultats et extraire des conclusions.

Je tiens à exprimer ma sincère gratitude envers Prof. Stefan DILHAIRE, Prof. Yannick DEWILDE, Prof. Maher SOUEIDAN, Prof. Jihan JABBOUR, Prof. Aurélien BRUYANT pour avoir bien voulu faire partie de mon jury et avoir lu attentivement ma thèse. Merci à eux pour leurs temps et leurs critiques constructives pour cette thèse.

Je tiens également à remercier l'Université Américaine de Beyrouth, et le programme de coopération entre le réseau de l'Université technologie de Troyes (UT-INSA) et l'Université libanaise (UL-EDST) pour leur soutien financier et leur assistance tout au long de cette thèse.

Ma sincère gratitude va à l'équipe du CSRL (Central Research Science Laboratory), en particulier à Mr. Joan YOUNES pour son aide continue.

Merci à tous mes amis et à ma famille qui depuis tant d'années m'encouragent et dont l'enthousiasme et le soutien m'ont permis de garder le moral.

Table des matières

Liste des figures.....	6
Liste des tableaux.....	11
Abstract.....	12
Résumé.....	13
Introduction générale	14
Chapitre 1 : Phonon Polaritons de Surface : principes et applications	19
1.1 Lois fondamentales du transfert de chaleur	19
1.2 Définition du Phonon Polariton de Surface?	22
1.2.1 Constituants des modes PhPS	23
1.2.1.1 Phonons :.....	23
1.2.1.2 Photons :.....	26
1.2.2 Phonon Polariton de Surface.....	29
1.2.2.1 Interface entre deux matériaux massifs.....	29
1.2.2.2 Système de matériaux en couches.....	31
1.2.3 Domaine d'existence des modes PhPS.....	33
1.2.4 Comparaison entre les phonons-polaritons de volume et phonons-polaritons de surface.....	34
Chapitre 2 : Conductivité thermique due aux Phonons-Polaritons de Surface et aux Phonons pour une couche mince	37
2.1 Conductivité thermique due aux phonons polaritons de surface	37
2.2 Conductivité thermique due aux phonons.....	40
2.3 Effet de l'épaisseur de la couche mince sur la conductivité thermique due aux phonons-polaritons et sur la conductivité thermique due aux phonons.....	44
Chapitre 3 : Techniques de fabrication des échantillons	46
3.1 Dépôt par laser pulsé (PLD).....	46
• <i>Interaction laser/cible</i>	47
• <i>Formation et expansion du plasma</i>	47
• <i>Croissance sur le substrat</i>	47
3.1.1 Montage expérimental de PLD	48
3.2 Épitaxie par faisceau moléculaire (MBE).....	49

Chapitre 4 : Méthodes de caractérisation des échantillons.....	51
4.1 Caractérisations thermiques	51
4.1.1 Mesure thermique par la méthode pompe-sonde dans l'infrarouge (IR) moyen (IR laser flash).....	51
4.1.1.1 Ondes thermiques.....	51
4.1.1.2 Description théorique de l'expérience d'effet mirage avec distribution de température isotrope et homogène dans l'échantillon mesuré	54
• Matériaux massifs	56
• Matériaux en couches	61
4.1.1.3 Modification de la théorie de l'effet mirage pour des matériaux anisotropes	64
4.1.1.4 Aperçu de l'expérience.....	64
• Faisceau de chauffage.....	65
• Modulation du faisceau de chauffage	66
• Mise au point du faisceau de chauffage.....	67
• Faisceau sonde	68
• Détection de la déviation du faisceau sonde.....	68
4.1.2 Mesure calorimétrique par un système de mesure des propriétés physiques (PPMS). 70	
4.1.2.1 Panorama général des méthodes de mesure de la chaleur spécifique.....	70
4.1.2.2 Modèle thermique	71
• Modèle simple.....	71
• Modèle de deux temps de relaxation (deux-taux).....	73
4.1.2.3 Aperçu de l'expérience.....	76
• La conception du système Dynacool	76
• Plateforme utilisée pour la mesure de la chaleur spécifique.....	77
• Calibration du puck.....	78
• La mesure des addenda	79
• Différence entre c_p et c_v	81
4.2 Caractérisations électriques	81
4.2.1 Théorie de l'effet Hall.....	81
4.2.1.1 Pour un seul porteur de charge.....	81
4.2.1.2 Pour deux porteurs de charge.....	84
4.2.2 Résistivité et méthode de van der Pauw	85
4.2.3 La méthode de van der Pauw pour la mesure de l'effet Hall.....	86

Chapitre 5 : Mesure photothermique du transport thermique par des ondes électromagnétiques confinées sur la surface d'une couche amorphe polaire déposée sur du silicium	88
5.1 Introduction.....	88
5.2 Les Expériences	90
5.3 Résultats	93
5.4 Conclusion	103
Chapitre 6 : Effet des contraintes sur le transport d'énergie par un gaz d'électrons bidimensionnel à l'interface entre une couche piézoélectrique d'AlN et une couche de GaN	104
6.1 Introduction.....	104
6.2 Formalismes pour les conductivités électriques et thermiques des systèmes de gaz d'électrons bidimensionnels	105
6.3 Description des expériences.....	108
6.3.1 Croissance des échantillons étudiés	108
6.3.2 Techniques utilisées pour mesurer des propriétés électriques et thermiques du 2DEG	109
6.4 Résultats	112
6.4.1 Mesure de la contrainte dans les couches d'AlN en fonction de la fraction molaire d'Al dans la couche d'alliage AlGaN	112
6.4.2 Mesures de la densité et de la mobilité électronique par l'effet Hall.....	114
6.4.3 Mesure des propriétés physiques du gaz d'électrons bidimensionnel	115
6.4.4 Mesure des propriétés de transport du gaz d'électrons bidimensionnel en fonction de la température et de la contrainte	119
6.5 Conclusion	122
Conclusion générale.....	124
Annexe : Dérivation de l'équation de van der Pauw	126
Références	129

Liste des figures

Figure A : Les composants électroniques au cours de temps.....	16
Figure 1.1 : Deux matériaux semi-infinis à deux températures différentes T_1 et T_2 séparés par une distance z	21
Figure 1.2 : Schéma représentant trois types d'ondes : a) est une onde propagatrice transmise à l'interface, b) et c) sont des ondes évanescentes non transmises (b est une onde évanescente résultant de réflexions totales internes alors que le cas c illustre les ondes de surface).	21
Figure 1.3 : chaîne linéaire monoatomique reliée par des ressorts de constante de force K . Les atomes voisins sont séparés par une distance " a ".	23
Figure 1.4 : Courbes de dispersion d'une chaîne linéaire monoatomique en ne considérant que les interactions les plus proches.	24
Figure 1.5 : Chaîne linéaire diatomique à deux masses différentes m_1 et m_2 dans une cellule unitaire, reliée par des ressorts à forces alternées K et G . Les cellules unitaires sont séparées par une distance " a ". La distance interatomique dans une cellule unitaire est " d ". Les positions d'équilibre des atomes sont " na " et " $na+d$ ".	25
Figure 1.6 : Courbes de dispersion de la chaîne linéaire diatomique. La branche inférieure est la même branche acoustique observée dans une chaîne linéaire monoatomique. La branche supérieure est la branche optique.	26
Figure 1.7 : Diagramme de surface: la région 1 représente le diélectrique, la région 2 représente l'air.	29
Figure 1.8 : Géométrie d'un système à trois couches.....	31
Figure 1.9 : Courbes de dispersion du phonon-polariton se propageant sur une surface plane de SiC.....	35
Figure 1.10 : La dispersion, la durée de vie, et le libre parcours moyen des phonons-polaritons de volume en fonction de l'énergie de ces modes.	35
Figure 1.11 : La dispersion, la durée de vie, et le libre parcours moyen des phonons-polaritons de surface en fonction de l'énergie de ces modes.	36
Figure 2.1 : Une couche mince de matériau polaire suspendue dans l'air [12].	38
Figure 3.1 : Diagramme schématique du système PLD (à gauche), photographie d'un panache lumineux (à droite).	46
Figure 3.2 : Le système PLD utilisé.	48
Figure 3.3 : Manipulateurs substrat et cibles dans la chambre du système PLD.	49
Figure 3.4 : Chambre de croissance typique d'un système MBE. Une MBE comprend plusieurs chambres (chambres d'introduction et d'extraction, deux chambres de croissance ou plus, une chambre d'analyse et une chambre de préparation). Toutes les chambres sont maintenues sous vide ultra-élevé.	50
Figure 4.1 : Distribution spatiale de la température en fonction de la distance au point source pour un flux de chaleur unidimensionnel [22].	54
Figure 4.2 : Illustration de l'effet mirage [22].	55

Figure 4.3 : Vue de dessus de l'échantillon montrant le faisceau sonde et plusieurs positions sur l'axe du faisceau sonde. Dans le diagramme, le faisceau de chauffage se déplace perpendiculairement au faisceau sonde suivant une ligne droite passant par la position $-s_1$ [22].	56
Figure 4.4 : La partie réelle de la déflexion longitudinale par rapport à la distance entre le faisceau de chauffage et le faisceau sonde (x) [22].	59
Figure 4.5 : La partie réelle de la déviation transversale par rapport à la distance entre le faisceau de chauffage et le faisceau sonde (x) [22].	59
Figure 4.6 : Tracés de la partie réelle de M_{trans} dans l'équation (4.29) en fonction de la distance entre le faisceau de chauffage et le faisceau sonde (x) pour trois fréquences différentes [28].	60
Figure 4.7 : Tracés expérimentaux (carrés) et théoriques (linéaires) de x_0 par rapport à l'inverse de la racine carrée de la fréquence pour un monocristal pur de chrome [29].	61
Figure 4.8 : Schéma du dispositif expérimental.	65
Figure 4.9 : Puissance du laser de chauffage en fonction du temps lorsque le laser est maintenu à 81.5 °F.	66
Figure 4.10 : Schéma de la connexion du système laser.	66
Figure 4.11 : Détecteur à 4 quadrants.	68
Figure 4.12 : Le graphique montre le signal avant de passer à l'amplificateur et la détection synchrone.	69
Figure 4.13 : Le graphique montre le signal après son passage dans le lock-in.	69
Figure 4.14 : Diagramme de flux de chaleur pour le modèle simple.	71
Figure 4.15 : Courbe illustrant la réponse thermique typique lorsque la température de base est T_0 . Le réchauffeur reste allumé jusqu'à ce que la température soit atteinte $T_0 + 2\%$ à l'instant t_0 . La courbe entière est mesurée en 2τ secondes [35].	72
Figure 4.16 : Diagramme de flux de chaleur pour le modèle de Deux-Tau [34].	73
Figure 4.17 : Configuration pour la mesure de chaleur spécifique. L'échantillon est placé avec la colle thermique sur une plateforme. Le réchauffeur et le thermomètre sont connectés sous la plateforme [35].	73
Figure 4.18 : Une image simplifiée du système Dynacool [36].	77
Figure 4.19 : Le puck 1505 (à gauche) et la plateforme (à droite). 1 : La plateforme de saphir, 2 : Les fils Au-Pd, 3 : couche d'or, 4 : Thermomètre, 5 : Réchauffeur [35].	77
Figure 4.20 : Les résultats de calibrage (Pass 1 et Pass 2) du puck 1505. La résistance du thermomètre (cercles orange) et du réchauffeur (triangles bleus) mesurée pendant le calibrage. Le graphique présenté dans le coin supérieur de la figure montre la conductivité thermique (cercles noirs) des huit fils Au-Pd pendant le calibrage dans Pass 2 [37].	78
Figure 4.21 : L'ensemble des barrières avec le charbon de bois à la fin. Le support de charbon de bois est placé juste au-dessus du puck [35].	78
Figure 4.22 : La chaleur spécifique du puck avec 1 mg de la colle thermique (cercles bleus) et du puck avec 0.3 mg de la colle thermique (carrés jaunes). La chaleur spécifique du puck vide est mesurée deux fois (losanges rouges et triangles verts) [37].	79

Figure 4.23 : La chaleur spécifique moyenne de la colle Apiezon N (ligne bleue continue) calculée à partir de deux mesures des addenda et de deux mesures du puck vide (quatre combinaisons différentes). L'incertitude de la moyenne est indiquée par la zone colorée autour la courbe moyenne. Le graphique présenté dans le coin inférieur de la figure montre les mesures à basse température [37].	80
Figure 4.24 : La chaleur spécifique de l'Apiezon N mesurée par plusieurs groupes. L'anomalie autour de 290 K diminue au cours du temps. Toutes les courbes saturent (si l'anomalie est éliminée) autour $c_p/T = 7 \text{ mJ/g K}^2$. La figure prise de Moriya et al [38].	80
Figure 4.25 : Illustration de l'expérience utilisée pour la mesure de l'effet Hall [[13], p.194].	82
Figure 4.26 : Disposition des contacts et étiquetage sur l'échantillon [40].	85
Figure 5.1 : Spectre Raman pour un substrat de silicium nu et une couche de carbure de silicium amorphe d'épaisseur 40 nm déposée sur un substrat de silicium. Selon la référence [67], le rapport de stœchiométrie dans la couche déposée est de 1:1.	90
Figure 5.2 : Vue latérale et de dessus du dispositif expérimental illustrant la diffusion des ondes électromagnétiques de surface lors d'une déformation thermoélastique de la surface de l'échantillon, la génération d'ondes thermiques dans l'air et dans l'échantillon, et la détection des ondes thermiques générées en utilisant l'effet mirage. k_p est le vecteur d'onde des modes de surface diffusés.	92
Figure 5.3 : Les parties réelles et imaginaires de la fonction diélectrique complexe du carbure de silicium amorphe dans le domaine spectral de l'infrarouge moyen. L'encart de la figure montre le spectre de réflectivité d'une couche de carbure de silicium amorphe de 600 nm d'épaisseur déposé sur du silicium dont la fonction diélectrique complexe est dérivée.	93
Figure 5.4 : Relation de dispersion et libre parcours moyen des modes PhPS d'une couche de carbure de silicium amorphe d'une épaisseur nanométrique déposé sur un substrat de silicium. La dispersion et le libre parcours moyen des modes PhPS du SiC cristallin sont également tracés pour la comparaison.	94
Figure 5.5 : Amplitude et phase du signal transversal d'un substrat de silicium nu par rapport à la distance entre le faisceau de chauffage et le faisceau sonde pour quatre fréquences de modulation différentes. Les données expérimentales sont représentées par des symboles. L'ajustement des données expérimentales à une théorie anisotrope pour l'effet mirage est montré en utilisant des lignes continues.	95
Figure 5.6 : Amplitude et phase du signal transversal d'une couche de carbure de silicium amorphe d'épaisseur 40 nm déposée sur un substrat de silicium par rapport à la distance entre le faisceau de chauffage et le faisceau sonde pour quatre fréquences de modulation différentes. Les données expérimentales sont représentées par des symboles. L'ajustement des données expérimentales à une théorie anisotrope pour l'effet mirage est montré en utilisant des lignes continues.	96

Figure 5.7 : Amplitude et phase du signal transversal d'une couche de carbure de silicium amorphe d'épaisseur 16 nm déposée sur un substrat de silicium par rapport à la distance entre le faisceau de chauffage et le faisceau sonde pour quatre fréquences de modulation différentes. Les données expérimentales sont représentées par des symboles. L'ajustement des données expérimentales à une théorie anisotrope pour l'effet mirage est montré en utilisant des lignes continues.	97
Figure 5.8 : Amplitude et phase du signal transversal d'une couche de carbure de silicium amorphe d'épaisseur 3 nm déposée sur un substrat de silicium par rapport à la distance entre le faisceau de chauffage et le faisceau sonde pour quatre fréquences de modulation différentes. Les données expérimentales sont représentées par des symboles. L'ajustement des données expérimentales à une théorie anisotrope pour l'effet mirage est montré en utilisant des lignes continues.	98
Figure 5.9 : Les carrés de la longueur de diffusion thermique dans le plan dans les échantillons étudiés par rapport à $1/\pi f$ où f est la fréquence de modulation du faisceau de chauffage. Chaque ensemble de points de données est ajusté sur une ligne droite dont la pente est égale à la diffusivité thermique dans le plan de l'échantillon correspondant. (a) Points de données obtenus à partir de l'analyse des pentes des phases des signaux mesurés. (b) Points de données obtenus en ajustant les amplitudes et les phases des signaux mesurés à un formalisme pour l'effet mirage qui tient compte de l'anisotropie du transport thermique dans l'échantillon mesuré.	101
Figure 5.10 : Diffusivité thermique dans le plan de l'échantillon en fonction de l'épaisseur de la couche de a-SiC obtenue à partir de l'ajustement des données expérimentales à une théorie anisotrope pour l'effet mirage et à partir des pentes des phases des signaux mesurés. Les incertitudes sont déterminées par la diffusion des points de données.	102
Figure 6.1 : Description schématique des échantillons étudiés.	109
Figure 6.2 : Spectres de diffraction des rayons X des échantillons étudiés. La figure en encadré montre les pics de diffraction des rayons X associés aux couches d'AlN stressées par le dépôt des couches d'alliages $Al_xGa_{1-x}N$ de différentes compositions.	113
Figure 6.3 : Propriétés électriques mesurées et corrigées dans la plage de températures 10 – 360K. (a) Concentration des électrons libres mesurée. (b) Mobilité des électrons libres mesurée. (c) Concentration des électrons libres corrigée. (d) Mobilité des électrons libres corrigée. L'incertitude de mesure est indiquée par la taille des symboles utilisés pour tracer les résultats.	115
Figure 6.4 : Mesures de la chaleur spécifiques à volume constant en fonction de la température, obtenues à partir de mesures calorimétriques. L'incertitude de mesure est indiquée par la taille des symboles utilisés pour tracer les résultats. L'encart montre un graphique des résultats utilisant une échelle logarithmique pour mettre en évidence la chaleur spécifique à volume constant des échantillons étudiés à basse température.	117
Figure 6.5 : Extrapolations linéaires des courbes du rapport chaleur spécifique/température en fonction de T^2 jusqu'à $T^2 = 0$	117

Figure 6.6 : Propriétés physiques critiques du gaz d'électrons bidimensionnel confinées à l'interface entre les couches AlN et GaN en fonction de la température et de la fraction molaire d'Al (x) dans la couche $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. L'incertitude des données est indiquée par la taille des symboles utilisés pour tracer les résultats. 119

Figure 6.7 : Conductivité électrique σ et conductivité thermique κ du gaz d'électrons bidimensionnels formés à l'interface entre les couches AlN et GaN en fonction de la température et de la contrainte dans la couche AlN. L'incertitude des données est indiquée par la taille des symboles utilisés pour tracer les résultats. 121

Figure 6.8 : Conductivité électrique et thermique du gaz d'électrons bidimensionnel confiné à l'interface entre les couches AlN et GaN à la température ambiante en fonction de la contrainte dans la couche AlN. Les données sont ajustées aux fonctions mathématiques. σ_0 et κ_0 sont la conductivité électrique et la conductivité thermique du 2DEG dans un puits quantique AlN/GaN sans contrainte. 122

Figure B : Illustration d'un échantillon infini [40]. 126

Figure C : Le passage du courant à travers des points situés sur une ligne droite et séparées par les distances a , b et c dans l'échantillon [40]. 126

Liste des tableaux

Tableau A : Conductivité thermique des matériaux utilisés pour la gestion thermique.....	14
Tableau 6.1 : La contrainte mesurée dans les couches d'AlN dans les échantillons étudiés et la dépendance des propriétés du 2DEG à basse température sur la contrainte dans la couche d'AlN déduite par des mesures à effet Hall et calorimétriques.	114

Abstract

The size of electronic components has recently been reduced to a few tens of nanometers, and an even smaller size is projected in the near future. This perpetual decrease in the size of modern electronic components and the increase in their operating speeds and frequencies inevitably leads to hot spots, which are hazards leading to system failure if left for long periods of time. As a result, thermal management has become a pressing issue and a very important topic in microelectronics. The first objective of this thesis is to optimize efficient and practical techniques for heat dissipation from electronic nano-components.

On the other hand, thermal transport control is a major challenge for modern technologies, energy conversion systems, heating and cooling, data storage and thermal management of electronic components. However, engineers seeking better thermal control are limited by the traditional toolbox of linear, static and passive thermal components, such as thermal resistors and thermal capacitors. This scarcity of thermal options pales in comparison to the rich selection of highly non-linear, switchable and electrically active components. Since switchable and non-linear thermal components are not as mature as their electrical counterparts, contemporary thermal research is exploring many different mechanisms that could provide these new capabilities. The second objective of this thesis is to provide ways to control the energy flow in order to meet these scientific and industrial needs.

We study the transport by surface phonon-polariton (SPhP), which are electromagnetic surface waves resulting from the coupling between an electric field in the mid-infrared and optical phonons in a polar material. We also study the transport mechanisms by a two-dimensional electron gas (2DEG) confined in a quantum well formed at hetero-interfaces. We present effective and practical ways to control their energy flow.

We demonstrate that the excitation of SPhP modes in polar layers a few nanometers thick deposited on conventional semiconductors can improve the energy flow considerably, and consequently dissipate the heat accumulated in nano-components. We also demonstrate that the strain field in the AlN layer plays a critical role in governing the transport properties of the two-dimensional electron gas confined in the AlN/ GaN quantum well. For low mechanical stresses, we demonstrate that the electrical and thermal conductivities of the two-dimensional electron gas increase exponentially with increasing stress in the AlN layer. Hence, the AlN piezoelectricity can be used to induce stresses in the AlN layer and control the transport properties of the confined two-dimensional electron gas with an external electric field.

Résumé

La taille des composants électroniques a récemment été réduite à quelques dizaines de nanomètres. Les industries technologiques s'attendent à une taille encore plus petite pour dans futur proche. Cette diminution perpétuelle de la taille des composants électroniques modernes et l'augmentation de leurs vitesses et fréquences de fonctionnement conduisent inévitablement à des points chauds, qui sont des dangers entraînant une défaillance du système s'ils sont laissés longtemps. Par conséquent, la gestion thermique est devenue un problème de plus en plus urgent et un sujet très important en microélectronique. Le premier objectif de cette thèse est d'optimiser des techniques efficaces et pratiques pour évacuer la chaleur des nano-composants électronique.

D'un autre côté, le contrôle du transport thermique est un défi majeur pour la technologie moderne, les systèmes de conversion d'énergie, le chauffage et la réfrigération, le stockage des données et la gestion thermique des composants électronique. Cependant, les ingénieurs qui recherchent un meilleur contrôle thermique sont limités par la boîte à outils traditionnelle des composants thermiques linéaires, statiques et passifs, tels que les résistances thermiques et les condensateurs thermiques. Cette rareté des options thermiques pâlit par rapport à la riche sélection de composants hautement non linéaires, commutables et actifs dans le domaine électrique. Étant donné que les composants thermiques commutables et non linéaires ne sont pas aussi matures que leurs homologues électriques, la recherche thermique contemporaine explore de nombreux mécanismes différents qui pourraient fournir ces nouvelles capacités. Le deuxième objectif de cette thèse est de présenter des moyens pour contrôler le flux énergétique, afin de répondre à ces besoins scientifiques et industriels.

Nous étudions le transport par les phonon-polariton de surface (PhPS), qui sont des ondes électromagnétiques résultant du couplage entre un champ électrique dans le moyen infrarouge et des phonons optiques, et les principaux paramètres qui déterminent l'intensité de leur flux énergétique. Nous étudions également les mécanismes de transport par un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) confiné dans un puits quantique formé à des hétéro-interfaces. Nous présentons des moyens efficaces et pratiques pour contrôler leur flux énergétique. Nous démontrons que l'excitation des modes PhPS dans des couches polaires de quelques nanomètres d'épaisseur déposées sur des semi-conducteurs classiques peut améliorer le flux énergétique d'une manière considérable, et par la suite dissiper la chaleur accumulée dans des nano-composants. Nous démontrons aussi que la contrainte dans la couche d'AlN a un effet très important sur les propriétés de transport du gaz d'électrons bidimensionnel confiné dans le puits quantique AlN/GaN. Pour des contraintes mécaniques faibles, nous démontrons que les conductivités électrique et thermique du gaz d'électrons bidimensionnel augmentent de façon exponentielle avec l'augmentation de la contrainte dans la couche d'AlN. La piézoélectricité d'AlN permet d'induire des contraintes dans la couche d'AlN et de contrôler les propriétés de transport du gaz d'électrons bidimensionnel confiné à travers un champ électrique externe.

Introduction générale

Depuis la découverte du transistor en 1948, les semi-conducteurs sont devenus une partie intégrante de notre vie. On les trouve dans les ordinateurs, les systèmes de télécommunications, les automobiles, les trains, les avions, les cartes bancaires, etc... Néanmoins, pour garantir le bon fonctionnement du composé à base de semi-conducteurs, il convient de concevoir une gestion thermique appropriée de la chaleur accumulée dans la puce.

Le principal objectif de gestion thermique dans les composants électroniques est le transfert en temps opportun de la chaleur générée par les micro-puces via des canaux externes de diffusion de chaleur. Les avantages et les inconvénients des matériaux de gestion thermique jouent un rôle très important dans la durée de vie et la fiabilité des composants électroniques. Les matériaux métalliques comme le cuivre, l'argent et l'aluminium ont une bonne conductivité thermique. Le cuivre a une conductivité thermique allant jusqu'à 400 W/mK. Les bons oxydes thermo-conducteurs et matériaux céramiques comprennent l'oxyde de béryllium, le carbure de silicium et le nitrure d'aluminium. L'oxyde d'aluminium est l'un des matériaux les plus utilisés. Mais, malheureusement, sa conductivité thermique n'est pas assez bonne. Les propriétés thermiques des matériaux qui sont couramment utilisées pour la gestion thermique des composants électroniques sont répertoriées dans le Tableau A.

Matériau	Conductivité thermique (W/mK)	Matériau	Conductivité thermique (W/mK)
Si	150	W	174
Ge	77	Mo	140
SiC	270	Invar	11
GaAs	45	Kovar	17
SiGe	150	Al	230
InP	97	Cu	400
GaP	133	Au96.85%-Si	27
GaN	13-33	Au80%-Sn	57
InAs	35	Au88%-Ge	44
InSb	19	W85-Cu	200
96% Al ₂ O ₃	20	Mo85-Cu	170
AlN	270	CMC1:1:1	280
BeO	210	CPC1:1:1	300
Epoxy	1.7	SiC70%-Al	160
CVD Diamond	1.300-2.000	Si75%-Al	150
C/Al	350	C/Cu	415
Diamond/Al	500	Diamond/Cu	600

Tableau A : Conductivité thermique des matériaux utilisés pour la gestion thermique.

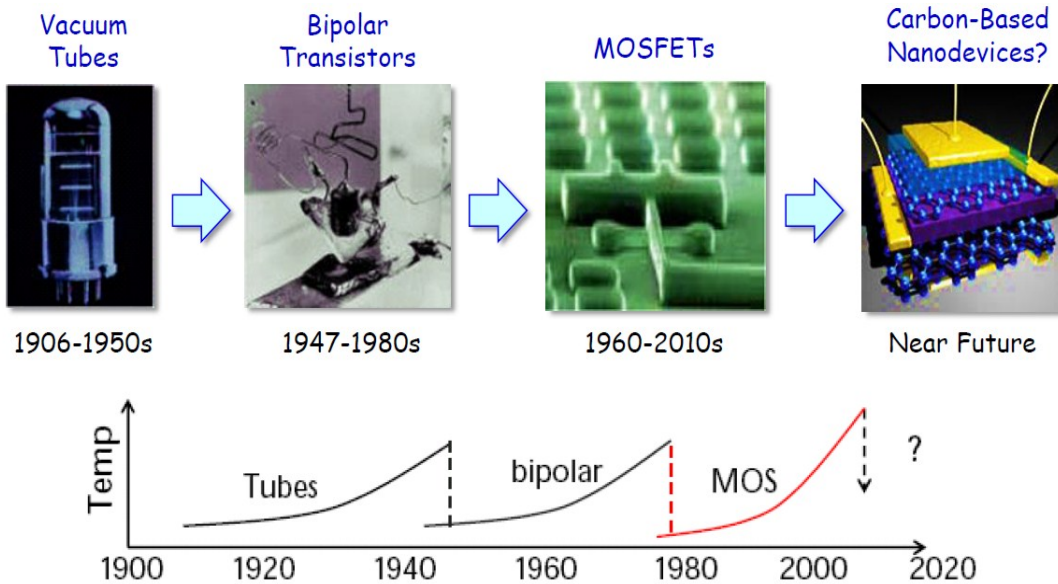
D'une manière générale, les matériaux pour la gestion thermique peuvent être classés en plusieurs groupes suivant leurs structures et compositions. Concernant la structure, les matériaux de gestion thermique comprennent principalement les substrats, le câblage, les matériaux diélectriques inter-couches et les matériaux d'étanchéité. Les substrats sont généralement divisés en substrats rigides et flexibles. Une carte de circuit imprimé flexible est légère et mince. Il peut convenir aux marchés de l'électronique portable et des communications sans fil. La métallisation du substrat peut câbler des puces sur les substrats, et le câblage doit avoir une faible résistivité et une bonne soudabilité. Les diélectriques inter-couches sont divisés en sous-groupes organiques (polymères) et inorganiques (tels que SiO_2 , Si_3N_4 et verre). Ils protègent et isolent l'électronique pour éviter la distorsion du signal et d'autres effets. Les matériaux d'étanchéité en résine époxy représentent 90% du total des matériaux d'étanchéité électroniques actuels. Concernant la forme, l'emballage peut être divisé en emballage hermétique et en emballage solide. Un emballage hermétique est un emballage dont la cavité est remplie d'une certaine atmosphère d'espace et isolé de l'environnement extérieur ; un emballage solide est celui dont l'environnement de la filière est lié aux structures d'emballage. Concernant la composition des matériaux, les matériaux peuvent être divisés en matériaux de gestion thermique à base de céramique, à base de plastique et à base de métal.

Avec le développement rapide de la technologie d'emballage électronique, les composants électroniques pour haute puissance et la minimisation ont entraîné des exigences plus strictes pour les matériaux d'emballage et une demande accrue pour le développement de nouveaux matériaux de gestion thermique. D'une manière générale, le développement des matériaux de gestion thermique présente les caractéristiques suivantes :

- **Faible densité** : En raison de la prévalence des produits électroniques portables, les gens accordent de plus en plus d'attention à la question de la réduction de poids. La réduction de poids pour les applications spatiales est également importante. Par conséquent, des matériaux de faible densité telle que l'aluminium, le cuivre et les matériaux polymères sont actuellement largement utilisés.
- **Haute conductivité thermique, faible expansion** : Étant donné que la technologie d'emballage multi-puce au cours des prochaines années peut occuper une position importante dans le domaine de l'emballage, l'exigence de conductivité thermique des matériaux d'emballage a augmenté. Les matériaux d'emballage électronique traditionnels ne peuvent pas répondre aux exigences d'emballage de haute densité de puces. Par conséquent, de nombreux nouveaux matériaux d'emballage électronique à haute conductivité thermique et à faible dilatation thermique ont été développés ces dernières années.
- **L'Intégration** : Alors que le nombre de composants électroniques ultra-minces continue à augmenter, les matériaux d'emballage électroniques sont également appelés à devenir plus minces et plus petits. Pour réduire les coûts de production et améliorer la fiabilité des emballages, il est prévu qu'une combinaison de boîtiers modulaires à composants

multiples et multifonctionnels soit la direction future du développement. De nouvelles technologies de traitement devront être adoptées pour suivre cette tendance.

Néanmoins, comme nous montrons dans la Figure A, la taille des composants électroniques diminue continuellement. Les industries technologiques s'attendent à une taille de quelques dizaines de nanomètres dans un futur proche.



We are standing at the threshold in electronics!

Figure A : Les composants électroniques au cours de temps.

Cette diminution perpétuelle de la taille des composants électroniques modernes et l'augmentation de leurs vitesses et fréquences de fonctionnement conduisent inévitablement à des points chauds, qui sont des dangers entraînant une défaillance du système s'ils sont laissés longtemps. D'autre part, lorsque la taille du composant se réduit à quelques dizaines de nanomètres, le concept d'emballage électronique classique n'est plus valable, car les matériaux d'emballage perdent leurs propriétés thermiques à cause de taux de diffusion très élevée des porteurs classiques d'énergie par les frontières du matériau. Ainsi, des alternatives à la dissipation de chaleur par des techniques d'emballage électronique deviennent nécessaires.

Le premier objectif de cette thèse est de démontrer que les ondes électromagnétiques de surface, dans des conditions spécifiques, peuvent transporter en mode de conduction un flux thermique de plusieurs ordres de grandeur supérieur à celui transporté par les porteurs classiques de chaleur. Ainsi, les ondes électromagnétiques de surface peuvent être beaucoup plus efficaces que les matériaux d'emballage pour dissiper la grande quantité d'énergie thermique accumulée dans les composants électroniques de taille nanométrique.

D'autre part, l'analogie thermique des systèmes électroniques présenterait de meilleures performances dans des environnements difficiles et ouvrirait la voie à une nouvelle génération de technologies pour des applications dans des milieux où l'utilisation des composants électroniques conventionnels est très limitée. Pour cela, une grande attention a été portée aux structures thermiques permettant le contrôle du flux d'énergie thermique sans faire face à la mise en œuvre difficile de l'approche consistant à exploiter la dépendance du rayonnement en champ proche à de nombreux paramètres. Les cristaux phononiques ont été proposés comme candidats potentiels pour les dispositifs thermiques. Mais, le transport de chaleur par les phonons est relativement lent car la vitesse des phonons acoustiques est de l'ordre de la vitesse du son dans les solides, et la durée de vie des phonons est extrêmement courte dans les environnements où la température est élevée.

Le deuxième objectif de cette thèse est de démontrer que les propriétés de transport d'un autre type d'excitation élémentaires de surface, qui est le gaz d'électrons bidimensionnel confiné dans le puits quantique formé à l'hétérojonction entre une couche d'AlN et une couche de GaN, peuvent être sensiblement ajustées par introduire une contrainte faible dans la couche d'AlN. En exploitant la piézoélectricité de l'AlN, il est possible d'introduire une contrainte et ajuster les propriétés du transport du gaz d'électrons bidimensionnel par l'application d'un champ électrique externe.

Cette thèse comprend six chapitres. Dans le premier et le second chapitre, nous présentons les concepts physiques et la dérivation de la conductivité thermique par des excitations élémentaires de surface à partir de l'équation de transport de Boltzmann. Dans le troisième et le quatrième chapitre, nous décrivons des procédures de fabrication des échantillons ainsi que des différentes techniques de caractérisation utilisées. Nous présentons une expérience pompe-sonde dans l'infrarouge moyen pour exciter et lancer des modes électromagnétiques de surface dans le moyen infrarouge sur des couches de carbure de silicium amorphe de différentes épaisseurs insérées entre un substrat de silicium et l'air, et ensuite mesurer la diffusivité thermique par ces ondes de surface.

Dans le cinquième chapitre, nous présentons des mesures de diffusivité thermique montrant un important transport thermique par des modes électromagnétiques de surface. En analysant les données expérimentales en utilisant deux approches différentes, nous montrons que la diffusivité thermique dans le plan des échantillons mesurés augmente rapidement avec la diminution de l'épaisseur de la couche en raison d'un couplage amélioré entre les ondes se propageant sur les surfaces de la couche mince. Nous montrons également que le courant thermique des ondes de surface couplées dans une couche de carbure de silicium amorphe de 3 nanomètre d'épaisseur insérée entre un substrat de Si et l'air est de plusieurs ordres de grandeur supérieur au courant thermique des phonons dans le substrat de Si.

Dans le sixième chapitre, nous étudions les conductivités électriques et thermiques du gaz d'électrons bidimensionnel confiné dans le puits quantique rectangulaire formé à l'hétérojonction

entre une couche mince de GaN et une couche d'AlN dans la plage de température entre 10K et 360K. Nous présentons un protocole expérimental pour déduire de l'effet Hall à température variable et des mesures calorimétriques les caractéristiques critiques et les propriétés de transport du gaz d'électrons bidimensionnel confiné dans des puits quantiques rectangulaires. Nous montrons que la conductivité électrique est indépendante de la température, tandis que la conductivité thermique dépend linéairement de la température, reflétant la chaleur spécifique des électrons libres interfaciaux. Nous montrons que les valeurs obtenues pour les conductivités électrique et thermique sont en excellent accord avec celles prédites par la loi de Weidemann-Franz. Les résultats obtenus démontrent que, dans la plage de température mesurée, le système d'électron bidirectionnel étudié satisfait les approximations de Drude des électrons indépendants et libres. De plus, pour des faibles contraintes dans la couche d'AlN, les conductivités électrique et thermique des électrons interfaciaux augmentent exponentiellement avec de la contrainte, et la piézoélectricité d'AlN permet un réglage efficace des propriétés de transport du gaz d'électrons bidimensionnel confiné dans un puits quantique AlN/GaN par l'application d'un champ électrique externe.

Chapitre 1 : Phonon Polaritons de Surface : principes et applications

1.1 Lois fondamentales du transfert de chaleur

La conduction, la convection et la radiation sont les principaux mécanismes du transfert de la chaleur qui sont détaillés par les lois énoncées au XIX^{ème} siècle.

La conduction : Lorsque deux objets de températures différentes entrent en contact, l'énergie thermique doit être transférée de la pièce de haute température à la pièce de basse température. C'est le phénomène de la conduction thermique. Le processus de conduction thermique est un processus de transport d'énergie. Dans un solide, l'énergie peut être transportée par des électrons libres, des ondes de vibration de réseau (phonons) et des rayonnements électromagnétiques (photons). Par conséquent, la conductivité thermique dans un objet à l'état solide peut être réalisée par des électrons, des phonons et des photons. Pour les isolants, le phonon est le principal porteur de chaleur ; pour les métaux purs, l'électron est le principal porteur de chaleur ; pour les alliages, les phonons jouent un rôle plus important que les électrons dans le transport de chaleur. Par conséquent, les métaux ont la conductivité thermique la plus élevée, les alliages sont les suivants et les semi-conducteurs ont la conductivité thermique la plus faible.

La convection : C'est le transport thermique par le déplacement de la matière dans le système étudié. Alors, la convection peut être forcée, naturelle ou mixte. Elle s'effectue dans un milieu liquide, gazeux.

La radiation : Tout objet qui a une certaine température supérieure à celle de son environnement émet un rayonnement électromagnétique dont l'intensité spectrale dépend de la température et de l'objet rayonnant. Ceci est classiquement connu comme le rayonnement du corps noir. L'échange de rayonnement entre matériaux à différentes températures via leurs émissions et absorptions est un mécanisme impliqué dans le transport de la chaleur.

Le transfert de chaleur à notre échelle de longueur et jusqu'à quelques dizaines de micromètres est déjà connu d'après les trois modes de transport thermique décrits ci-dessus. Mais, que va-t-il se passer lorsque la taille du système atteint l'échelle du nanomètre ?

La convection n'a pas de sens à l'échelle nanométrique. En plus, les nombres adimensionnés de Grashof (qui décrit la relation entre la force de flottabilité et la force visqueuse agissant sur un fluide) et de Reynolds (qui décrit la relation entre les forces d'inertie et les forces visqueuses) sont petits (moins de dix pour le nombre de Grashof et moins de 100 pour le nombre de Reynolds), ce qui limite les problèmes de transport de chaleur dans les fluides à l'échelle nanométrique aux problèmes de conduction dans les fluides.

Dans la conduction à l'échelle macroscopique, les collisions que les porteurs de chaleur subissent l'un avec l'autre déterminent leurs trajets. Le processus de conduction est donc diffusif, et le libre parcours moyen (la distance entre deux collisions) est de l'ordre de 10 à 100 *nm* dans les cristaux et peut descendre à quelques nanomètres dans les solides amorphes. À l'échelle nanométrique, le processus de conduction est appelé balistique [1]; les porteurs de chaleur traversent le système sans subir de choc les uns avec les autres et subissent principalement des collisions avec les bords du système. Un tel changement de régime modifie fortement les lois décrivant le comportement du transfert par conduction.

Ci-après, nous exposons la majeure disparité physique entre le rayonnement du champ lointain et le rayonnement du champ proche. À l'échelle macroscopique, le rayonnement est décrit par le produit d'un paramètre inférieur à 1 appelé émissivité (qui est le rapport entre la luminance du corps réel et la luminance du corps noir porté à la même température) et de l'intensité du rayonnement du corps noir de Planck (le corps noir de Planck est un objet capable d'absorber toute l'énergie électromagnétique qu'il reçoit sans rien refléter. Lorsqu'il est chauffé, il émet du rayonnement d'intensité qui varie avec la longueur d'onde selon une courbe caractéristique dont le maximum dépend de la température du corps). La déviation du rayonnement d'un objet réel par rapport au rayonnement idéal du corps noir est contenue dans l'émissivité, quoique complexe à caractériser en fonction de la nature des matériaux, de l'angle d'émission, de la longueur d'onde, des caractéristiques de surface et autres paramètres. Quand Planck a proposé en 1900 son modèle pour le rayonnement du corps noir, la prudence était de mise en mentionnant que son modèle n'était valable qu'à une échelle de longueurs supérieures à la longueur d'onde maximale de la lumière émise [2]. Par exemple, lorsque la distance de séparation z entre deux corps semi-infinis à différentes températures (Figure 1.1) est supérieure à la longueur d'onde maximale de l'onde thermique, le transfert radiatif entre les deux surfaces peut être décrit par la loi de Planck car il ne prend pas en compte les interactions à courte portée et toutes les caractéristiques des ondes électromagnétiques. Dans ce cas, le rayonnement est dit rayonnement du champ lointain (rayonnement détecté loin de la surface du corps noir et provenant des charges oscillantes dans un matériau chauffé). Par contre, pour z inférieure à la longueur d'onde maximale de l'onde thermique (d'environ un micromètre ou moins), le rayonnement émis dépasse celui prévu par la loi de Planck; il est nommé rayonnement de champ proche. Dans ce cas, le transfert radiatif augmente brusquement et dépasse la prédiction de Planck par des ordres de grandeur. Cette augmentation est due aux interactions dipôle-dipôle à courte distance, qui altèrent significativement le transfert radiatif et dominant le rayonnement de Planck très près de la surface.

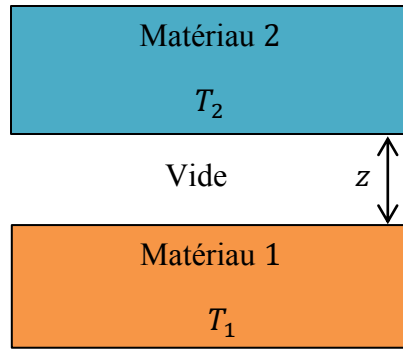


Figure 1.1 : Deux matériaux semi-infinis à deux températures différentes T_1 et T_2 séparées par une distance z .

En effet, les ondes évanescentes sont transmises par effet tunnel d'un matériau à un autre et sont rassemblées en deux types: l'un provient de réflexions totales internes d'ondes propagatrices qui produisent une onde s'atténuant en surface et l'autre qui sont confinées en surface s'atténuent au cours de leurs propagations aussi bien dans le matériau que dans le vide (Figure 1.2). Ces ondes évanescentes, classiquement appelées rayonnements du champ proche [3], sont à l'origine de l'augmentation du transport de la chaleur radiative à l'échelle nanométrique.

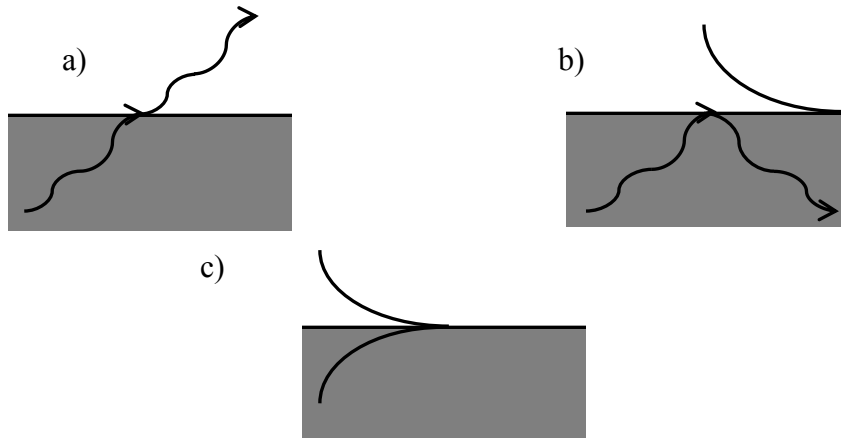


Figure 1.2 : Schéma représentant trois types d'ondes : a) est une onde propagatrice transmise à l'interface, b) et c) sont des ondes évanescentes non transmises (b est une onde évanescente résultant de réflexions totales internes alors que le cas c illustre les ondes de surface).

Dans un matériau polaire, l'interaction coulombienne n'agit pas instantanément mais se propage à la vitesse de la lumière. Les modes de phonons optiques transversaux de grande longueur d'onde donnent lieu à un champ électromagnétique transversal résultant du retard de l'interaction coulombienne. Ce champ agit en retour sur les modes de phonons transverses en modifiant leurs fréquences. En même temps, les relations de dispersion du champ électromagnétique transversal sont modifiées par son couplage au champ de polarisation établi par les modes de phonons optiques transverses. Dans le cristal où le champ de polarisation et le champ électromagnétique en l'absence de l'autre vérifient les équations d'onde, qui sont capables d'être analysées

harmoniquement dans l'espace et dans le temps. Comme le couplage entre les deux champs est linéaire, on aura un exemple d'un système d'oscillateurs harmoniques à couplage linéaire. Les modes normaux de ces oscillateurs harmoniques sont appelés phonon-polaritons et sont le cœur de notre étude dans le Chapitre 5 . Les ondes PhPS évanescentes mises en évidence ci-dessus sont des ondes phonon-polariton dont le champ est localisé à la surface. Le calcul de l'intensité de ces ondes évanescentes peut être réalisé via les théories classiques de l'électromagnétisme. En fait, les champs d'ondes évanescentes sont créés par un ensemble de dipôles que l'on peut considérer comme de petites antennes créant un champ résultant en tout point. Ces dipôles, qui agissent de manière aléatoire, génèrent des courants dont la valeur moyenne est nulle comme celle du champ rayonné. Cependant, le carré de ces quantités a une valeur moyenne non nulle, ce qui indique que ce sont des fluctuations du champ émis qui sont à l'origine du rayonnement de champ proche ou à courte portée. Ainsi, le calcul peut être accompli en introduisant des courants stochastiques modulant l'agitation thermique aléatoire des dipôles. Le théorème de fluctuation-dissipation fournit les fluctuations de ces courants provenant de l'absorption du milieu et de l'énergie d'un oscillateur harmonique à l'équilibre thermique avec le milieu. Le problème PhPS peut également être résolu en utilisant une approche dynamique du réseau cristallin, dans laquelle la jauge de Coulomb permet de séparer complètement l'interaction coulombienne longitudinale du champ électromagnétique transverse lorsqu'elle n'est pas retardée. Cependant, lorsque le retard du champ transversal est pris en compte et que la condition d'irrotationnelle ($\nabla \times E = 0$) est supprimée, les relations de dispersion PhPS peuvent être calculées à partir d'une approche de dynamique du réseau. Les PhPS étant évanescents, il ne peut y avoir d'excitation de PhPS par une onde plane propagative. Une solution pour coupler une onde en propagation avec un PhPS consiste à utiliser une surface périodique. Les modes de surface sont alors des modes de Bloch, et le couplage d'une onde de propagation incidente avec un mode de surface à travers le réseau peut produire une absorption totale [[4],[5]]. Si un réseau donné peut coupler la lumière incidente en une onde de surface, il peut également coupler une onde de surface en un mode de propagation. Ceci peut être utilisé pour émettre efficacement le rayonnement de champ proche vers le champ lointain. C'est le mécanisme de base qui a été largement utilisé pour produire une densité énergétique élevée et des émissions thermiques cohérentes à partir de couches minces polaires [6].

1.2 Définition du Phonon Polariton de Surface?

Le Phonon Polariton de Surface (PhPS) est le résultat du couplage entre modes électromagnétiques (photons) et modes de vibrations du réseau (phonons optiques) à la surface des matériaux polaires. La nature de cette pseudo-particule peut être mieux comprise si nous étudions ses constituants principaux: le photon et le phonon optique. L'interaction lumière-matière dont il est question est également présente dans un matériau massif. Par la suite, une distinction claire sera faite entre les phonons polaritons de volume et de surface.

1.2.1 Constituants des modes PhPS

1.2.1.1 Phonons :

Dans les problèmes de la dynamique du réseau, les solides cristallins sont définis comme étant des réseaux périodiques dans lesquels les unités répétées du cristal sont disposées symétriquement et connues comme cellules unitaires. Les unités elles-mêmes peuvent être des atomes simples, des groupes d'atomes, des ions, des molécules, etc.

La périodicité du cristal confère au réseau une symétrie de translation compte tenu du fait que les équations du mouvement de toutes les unités sont analogues. Cela réduit essentiellement le problème de la dynamique de tous les atomes dans le cristal à la dynamique des atomes dans une cellule unitaire, où les équations du mouvement sont résolues dans l'approximation harmonique.

L'approximation harmonique prend en considération les interactions les plus proches entre les atomes qui peuvent être visualisés sous forme d'atomes reliés par des ressorts harmoniques vibrant autour de leur point d'équilibre. Dans cette hypothèse, la dynamique du réseau peut être analysée en termes de combinaisons linéaires de $3N$ (N étant le nombre d'atomes) modes de vibrations normaux. Un mode normal de vibration peut être décrit comme onde progressive de la forme $Ae^{i(qr-\omega t)}$ où q est le vecteur d'onde spécifiant la direction de propagation, ω est la fréquence angulaire de l'onde progressive et A l'amplitude de la vibration. Le traitement quantique des oscillateurs harmoniques nous permet d'écrire les énergies des modes sous la formule $(n + \frac{1}{2})\hbar\omega(q)$ avec $n = 0, 1, 2 \dots$. Par conséquent, l'énergie quantique $\hbar\omega(q)$ représente une excitation élémentaire de la vibration cristalline appelée phonon [7].

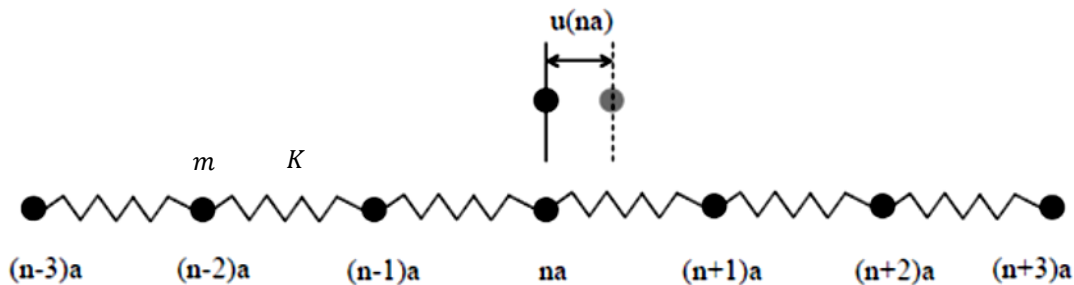


Figure 1.3 : chaîne linéaire monoatomique reliée par des ressorts de constante de force K . Les atomes voisins sont séparés par une distance "a".

La méthode la plus élémentaire pour résoudre le problème dynamique consiste à considérer une chaîne linéaire monoatomique (Figure 1.3) d'un nombre d'atomes N infiniment grand, séparés par une distance a . En considérant l'interaction avec le plus proche voisin et en appliquant des conditions aux limites périodiques, l'équation du mouvement de chaque atome sera :

$$m\ddot{u} = -K[2u(na) - u([n + 1]a) - u([n - 1]a)] \quad (1.1)$$

où K est la constante du ressort entre deux ions et u est le déplacement de chaque ion autour de sa position d'équilibre. Nous cherchons une solution à l'équation du mouvement sous la forme d'une onde progressive $u(na, t) \propto e^{i(qna - \omega t)}$. En substituant la solution à l'équation du mouvement (1.1), on peut trouver la relation de dispersion $\omega(q)$

$$\omega(q) = 2 \sqrt{\frac{K}{m}} \left| \sin \frac{qa}{2} \right|. \quad (1.2)$$

Comme on peut le voir, dans le cas de la chaîne linéaire monoatomique (Figure 1.4).

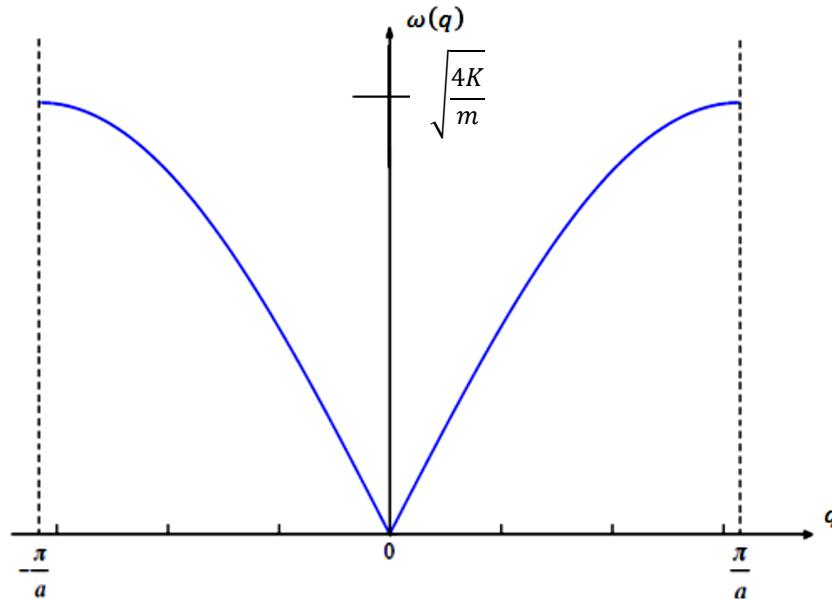


Figure 1.4 : Courbes de dispersion d'une chaîne linéaire monoatomique en ne considérant que les interactions les plus proches.

Les courbes de dispersion des phonons montrent une seule branche définie comme la branche acoustique des phonons. Les phonons acoustiques sont les responsables des phénomènes sonores à l'intérieur d'un matériau, d'où le mot "acoustique". Bien qu'ils jouent un rôle majeur dans la détermination de la conductivité thermique du matériau, ils sont incapables d'interagir avec un champ électromagnétique incident. Une interaction lumière-matière est observée lorsqu'un cristal polyatomique est exposé à un rayonnement. Pour évaluer la relation de dispersion des phonons de ces cristaux, nous considérons une chaîne linéaire diatomique avec deux ions différents (ayant des masses m_1 et m_2) à l'intérieur d'une cellule unitaire (Figure 1.5).

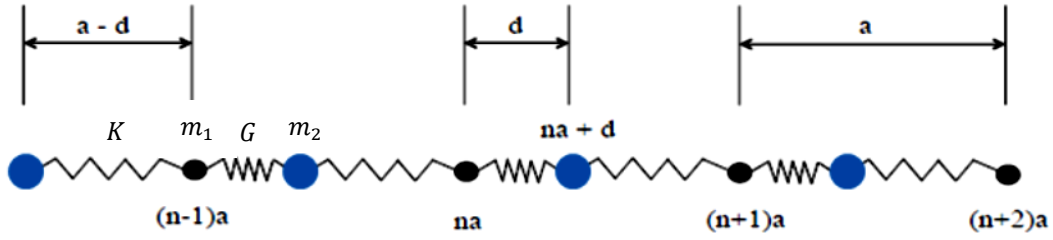


Figure 1.5 : Chaîne linéaire diatomique à deux masses différentes m_1 et m_2 dans une cellule unitaire, reliée par des ressorts à forces alternées K et G . Les cellules unitaires sont séparées par une distance " a ". La distance interatomique dans une cellule unitaire est " d ". Les positions d'équilibre des atomes sont " na " et " $na+d$ ".

Soit a la distance entre deux cellules unitaires et d la distance entre les ions d'une même cellule unitaire. Nous définissons également K comme la constante de ressort entre les ions dans différentes cellules unitaires et G la constante de force entre les ions de la même cellule unitaire. Par conséquent, les équations du mouvement dans cette approximation seront données par :

$$m_1 \ddot{u}_1(na) = -G[u_1(na) - u_2(na)] - K[u_1(na) - u_2((n-1)a)] \quad (1.3)$$

et

$$m_2 \ddot{u}_2(na) = -G[u_2(na) - u_1(na)] - K[u_2(na) - u_1((n+1)a)]. \quad (1.4)$$

En prenant en considération des solutions de la forme $u_1(na) = A_1 e^{i(qna - \omega t)}$ et $u_2(na) = A_2 e^{i(qna - \omega t)}$, nous trouvons que les relations de dispersion du modèle de chaîne diatomique sont :

$$\omega^2 = \frac{K + G}{2m_r} \pm \frac{1}{2} \left[\frac{(K + G)^2}{m_r^2} - \frac{8KG}{m_1 m_2} (1 - \cos qa) \right]^{1/2} \quad (1.5)$$

où $m_r = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ est défini comme la masse réduite. Inversement au cas monoatomique, les relations de dispersion de la chaîne diatomique présentent deux branches de phonons (Figure 1.6) :

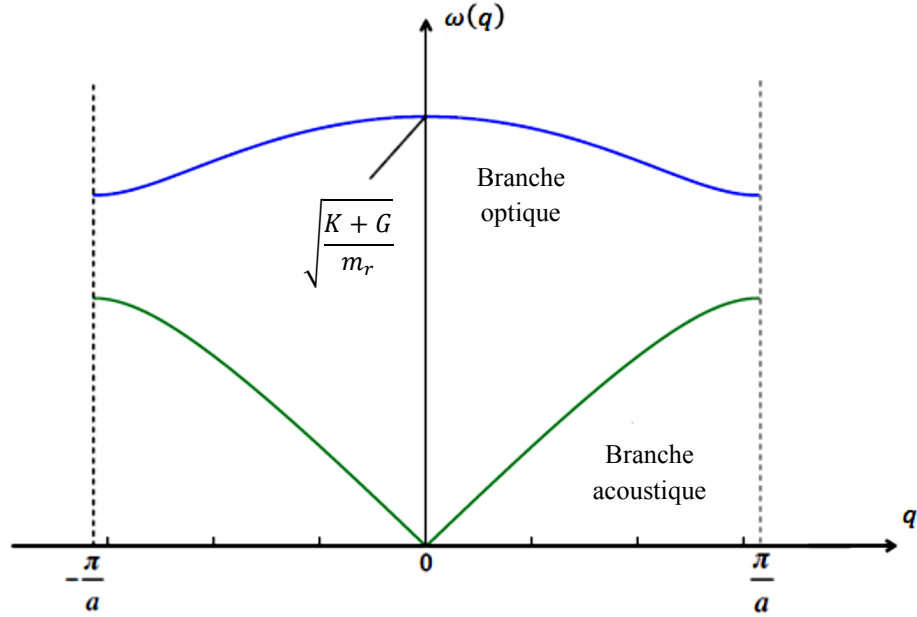


Figure 1.6 : Courbes de dispersion de la chaîne linéaire diatomique. La branche inférieure est la même branche acoustique observée dans une chaîne linéaire monoatomique. La branche supérieure est la branche optique.

La branche du phonon optique est obtenue lorsque les ions vibrent en opposition de phase (déterminée par le signe plus dans l'équation (1.5)) alors que la branche acoustique du phonon est obtenue lorsque les ions vibrent en phase (déterminé par le signe moins dans l'équation (1.5)). La branche optique, comme son nom l'indique, décrit les phonons qui interagissent avec les champs électriques incidents et déterminent les propriétés optiques du matériau. Ils sont les composants principaux des modes PhPS.

1.2.1.2 Photons :

Analysons à présent le comportement du second constituant des modes PhPS (à savoir les photons) dans un matériau polaire. Notre exposé ci-après montrera comment le comportement électromagnétique peut être lié à la fonction diélectrique $\epsilon(\omega)$ qui décrit la réponse des phonons optiques à un champ électromagnétique incident.

Commençons par résoudre les équations de Maxwell dans un milieu diélectrique, non magnétique (en unités SI) [8].

$$\nabla \times H = j + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (1.6)$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (1.7)$$

$$\nabla \cdot D = \rho \quad (1.8)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (1.9)$$

où H est l'intensité du champ magnétique, B est l'induction magnétique, D est le vecteur de déplacement électrique, E est le champ électrique, j est la densité de courant et ρ est la densité de charge du porteur libre.

Contrairement à l'espace libre, un solide contient à la fois des charges libres et des charges liées. Les charges liées produisent un moment dipolaire par unité de volume, donnant lieu à une polarisation P . Le vecteur de polarisation peut être lié au champ électrique de la manière suivante $P = \chi \epsilon_0 E$, où ϵ_0 est permittivité électrique du vide et $\chi(\omega)$ est susceptibilité indiquant le degré de polarisabilité d'un matériau diélectrique en réponse à un champ électrique appliqué. Ayant la polarisation en fonction du champ électrique, on peut exprimer le vecteur de déplacement en fonction du champ électrique uniquement

$$D = \epsilon_0 E + P = \epsilon_0 (1 + \chi) E = \epsilon_r(\omega) \epsilon_0 E \quad (1.10)$$

où $\epsilon_r(\omega)$ est la fonction diélectrique décrivant la polarisation (plus précisément permittivité relative). D'autre part, les charges libres mobiles déterminent la conductivité électrique de l'échantillon. Elles donnent lieu à une densité du courant j à l'intérieur du matériau qui peut être lié au champ électrique en utilisant la loi d'ohm

$$j = \sigma(\omega) E \quad (1.11)$$

où $\sigma(\omega)$ est la conductivité électrique dépendante de la fréquence. En substituant les équations (1.10) et (1.11) dans les équations de Maxwell, et en considérant l'équation (1.7), nous trouvons :

$$\nabla \times (\nabla \times E) = \nabla(\nabla \cdot E) - \nabla^2 E = -\epsilon_r(\omega) \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \sigma(\omega) \mu_0 \frac{\partial E}{\partial t} \quad (1.12)$$

où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide. En supposant une solution d'onde plane se propageant dans la direction x , $E = E_0 e^{i(qx - \omega t)}$ et en la remplaçant dans l'équation (1.12), nous aurons :

$$q^2 E - q(q \cdot E) = \omega^2 \epsilon(\omega) \epsilon_0 \mu_0 E \quad (1.13)$$

avec $\epsilon(\omega)$ étant la fonction diélectrique totale définie comme $\epsilon(\omega) = \epsilon_r(\omega) + i \frac{\sigma(\omega)}{\epsilon_0 \omega}$. En opposition à l'espace libre où le champ électrique est toujours transversal, la présence de la densité de charge dans l'équation (1.8) force le champ électrique à acquérir un caractère longitudinal en plus de sa composante transversale. Par conséquent, le champ électrique peut être écrit comme une somme de composantes transversales et longitudinales :

$$E = E_t \hat{t} + E_l \hat{l}. \quad (1.14)$$

Enfin, on peut trouver la relation de dispersion des photons dans un matériau diélectrique en substituant l'équation (1.14) dans l'équation (1.13) et en définissant la vitesse de la lumière c comme l'inverse de $\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$,

$$\left[\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon(\omega) - q^2 \right] E_t \hat{t} + \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon(\omega) E_l \hat{l} = 0. \quad (1.15)$$

L'équation (1.15) n'est satisfaite que si les coefficients des composantes transversales et longitudinales sont nuls. Alors,

$$q^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \epsilon(\omega) \quad (1.16)$$

et

$$\epsilon(\omega) = 0 \quad (1.17)$$

L'équation (1.16) est la relation de dispersion des ondes transversales dans un solide de fonction diélectrique totale $\epsilon(\omega)$. L'équation (1.17) est une implication pour que les modes longitudinaux existent. Comme on peut le voir dans les équations (1.16) et (1.17), le comportement des ondes électromagnétiques est influencé par la fonction de réponse $\epsilon(\omega)$. Dans le régime térahertz (THz), la fonction de réponse sera décrite par l'interaction des phonons optiques du centre de la zone de Brillouin avec le rayonnement infrarouge incident (IR). Cela signifie que dans la région IR du spectre, la présence de $\epsilon(\omega)$ dans la relation de dispersion mettra en évidence le couplage des modes phonon-photon. Par conséquent, la présence d'ondes électromagnétiques infrarouges à

l'intérieur d'un matériau sera affectée par les modes de vibration donnant lieu à une onde unique dont le quantum d'énergie est appelé phonon-polariton.

1.2.2 Phonon Polariton de Surface

Comme décrit précédemment, les phonons polaritons sont des modes électromagnétiques; par conséquent, leur relation de dispersion à la surface d'un matériau peut être calculée en résolvant les équations de Maxwell et en appliquant les conditions aux limites nécessaires à l'interface entre deux milieux différents. Ces ondes électromagnétiques de surface sont des ondes TM (transversales magnétiques) ayant des champs électriques transversaux et longitudinaux et un champ magnétique transversal. Les équations décrivant ces ondes sont expliquées en détail dans la réf. [[9]–[11]].

1.2.2.1 Interface entre deux matériaux massifs

En supposant une interface entre deux milieux diélectriques différents avec ϵ_1 et ϵ_2 (Figure 1.7), nous pouvons écrire les expressions des ondes électromagnétiques de la manière suivante :

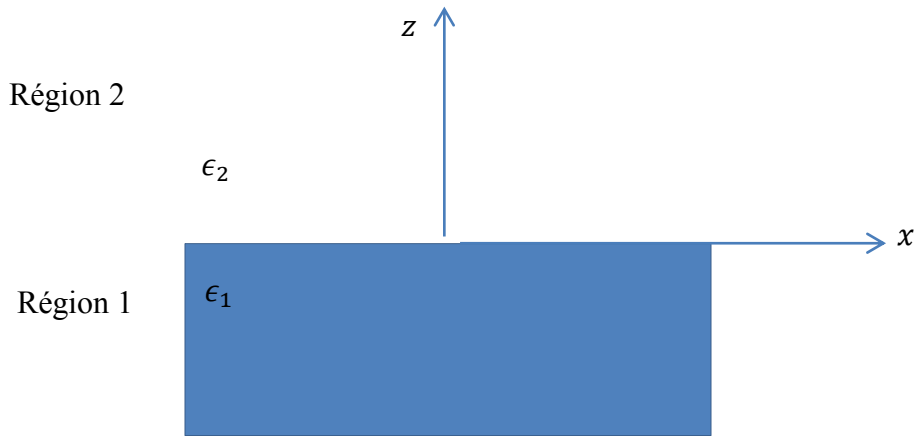


Figure 1.7 : Diagramme de surface: la région 1 représente le diélectrique, la région 2 représente l'air.

Dans la région 1 ($z < 0$) :

$$E_x^1(x, z, t) = A_1 e^{p_1 z} e^{iqx} e^{-i\omega t} \quad (1.18)$$

$$E_z^1(x, z, t) = -i \frac{q}{p_1} A_1 e^{p_1 z} e^{iqx} e^{-i\omega t} \quad (1.19)$$

$$H_y^1(x, z, t) = \frac{i\omega\epsilon_0\epsilon_1}{p_1} A_1 e^{p_1 z} e^{iqx} e^{-i\omega t} \quad (1.20)$$

où A_1 est une constante arbitraire qui détermine l'amplitude de ces ondes, $p_1^2 = q^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_1$; $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$

Dans la région 2 ($z > 0$) :

$$E_x^2(x, z, t) = A_2 e^{-p_2 z} e^{iqx} e^{-i\omega t} \quad (1.21)$$

$$E_z^2(x, z, t) = i \frac{q}{p_2} A_2 e^{-p_2 z} e^{iqx} e^{-i\omega t} \quad (1.22)$$

$$H_y^2(x, z, t) = \frac{-i\omega \epsilon_0 \epsilon_2}{p_2} A_2 e^{-p_2 z} e^{iqx} e^{-i\omega t} \quad (1.23)$$

avec A_2 une constante arbitraire qui détermine l'amplitude de ces ondes, $p_2^2 = q^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_2$ où p_1 et p_2 sont les composantes transversales du vecteur d'onde tandis que q est sa composante longitudinale. Faire correspondre les champs tangentiels à la surface ($z = 0$) donnera :

$$A_1 = A_2 \quad (1.24)$$

et

$$\frac{i\omega \epsilon_0 \epsilon_1}{p_1} A_1 = \frac{-i\omega \epsilon_0 \epsilon_2}{p_2} A_2 \quad (1.25)$$

En remplaçant p_1 et p_2 par leurs expressions appropriées dans l'équation (1.25), on peut trouver la relation de dispersion des ondes de surface PhPS

$$q^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}. \quad (1.26)$$

On considère que l'un des milieux de l'équation (1.26) est non-dispersif avec une fonction diélectrique constante ϵ_2 indépendante de la fréquence et positive. Comme pour les polaritons de volume, les propriétés des modes de surface dépendent principalement de la fonction de réponse ϵ_1 déterminée par les phonons optiques du centre de la zone en particulier car seulement les phonons optiques du centre de la zone peuvent être excités optiquement.

1.2.2.2 Système de matériaux en couches

Nous considérons ici les PhPS dans un système multicouches consistant en une alternance de couches minces diélectriques. Dans un tel système, chaque interface peut supporter des PhPS. Nous nous concentrerons sur un système à trois couches (voir la Figure 1.8) :



Figure 1.8 : Géométrie d'un système à trois couches.

Nous pouvons écrire les composants du champ dans le mode TM de la manière suivant :

Pour $z > d$:

$$E_x^3(x, z, t) = A e^{-p_3 z} e^{iqx} e^{-i\omega t} \quad (1.27)$$

$$E_z^3(x, z, t) = i \frac{q}{p_3} A e^{-p_3 z} e^{iqx} e^{-i\omega t} \quad (1.28)$$

$$H_y^3(x, z, t) = \frac{-i\omega\epsilon_0\epsilon_3}{p_3} A e^{-p_3 z} e^{iqx} e^{-i\omega t} \quad (1.29)$$

Pour $z < -d$:

$$E_x^2(x, z, t) = B e^{p_2 z} e^{iqx} e^{-i\omega t} \quad (1.30)$$

$$E_z^2(x, z, t) = -i \frac{q}{p_2} B e^{p_2 z} e^{iqx} e^{-i\omega t} \quad (1.31)$$

$$H_y^2(x, z, t) = \frac{i\omega\epsilon_0\epsilon_2}{p_2} B e^{p_2 z} e^{iqx} e^{-i\omega t} \quad (1.32)$$

Pour $-d < z < d$:

$$E_x^1(x, z, t) = C e^{-p_1 z} e^{iqx} e^{-i\omega t} + D e^{p_1 z} e^{iqx} e^{-i\omega t} \quad (1.33)$$

$$E_z^1(x, z, t) = i \frac{q}{p_1} C e^{-p_1 z} e^{iqx} e^{-i\omega t} - i \frac{q}{p_1} D e^{p_1 z} e^{iqx} e^{-i\omega t} \quad (1.34)$$

$$H_y^1(x, z, t) = \frac{-i\omega\epsilon_0\epsilon_1}{p_1} C e^{-p_1 z} e^{iqx} e^{-i\omega t} + \frac{i\omega\epsilon_0\epsilon_1}{p_1} D e^{p_1 z} e^{iqx} e^{-i\omega t} \quad (1.35)$$

L'obligation de continuité de H_y et E_x en $z = d$ conduit à :

$$A e^{-p_3 d} = C e^{-p_1 d} + D e^{p_1 d} \quad (1.36)$$

$$\frac{\epsilon_3}{p_3} A e^{-p_3 d} = \frac{\epsilon_1}{p_1} C e^{-p_1 d} - \frac{\epsilon_1}{p_1} D e^{p_1 d} \quad (1.37)$$

et en $z = -d$:

$$B e^{-p_2 d} = C e^{p_1 d} + D e^{-p_1 d} \quad (1.38)$$

$$\frac{\epsilon_2}{p_2} B e^{-p_2 d} = \frac{-\epsilon_1}{p_1} C e^{p_1 d} + \frac{\epsilon_1}{p_1} D e^{-p_1 d}. \quad (1.39)$$

La résolution de ce système d'équations linéaires donne une expression implicite pour la relation de dispersion reliant q et ω via :

$$e^{-4p_1 d} = \frac{\epsilon_1/p_1 + \epsilon_2/p_2}{\epsilon_1/p_1 - \epsilon_2/p_2} \frac{\epsilon_1/p_1 + \epsilon_3/p_3}{\epsilon_1/p_1 - \epsilon_3/p_3}. \quad (1.40)$$

Si $\epsilon_2 = \epsilon_3$:

$$\tanh p_1 d = -\frac{p_2 \epsilon_1}{p_1 \epsilon_2} \text{ ou } \tanh p_1 d = -\frac{p_1 \epsilon_2}{p_2 \epsilon_1}. \quad (1.41)$$

Si $\epsilon_2 \neq \epsilon_3$

$$\tanh 2p_1 d = -\frac{p_1 \epsilon_1 (p_2 \epsilon_3 + p_3 \epsilon_2)}{p_1^2 \epsilon_2 \epsilon_3 + p_2 p_3 \epsilon_1^2}. \quad (1.42)$$

Conséquemment, les relations de dispersion (1.26), (1.41) et (1.42) décrivent des modes électromagnétiques de surface résultant d'un couplage entre photons et phonons optiques du centre de la zone de Brillouin dans un matériau polaire.

1.2.3 Domaine d'existence des modes PhPS

Comme indiqué précédemment, la fonction diélectrique est décrite par la réponse des phonons optiques du centre de la zone à un rayonnement incident dans le régime IR. À des températures finies, tous les modes phonons peuvent être visualisés comme des oscillateurs harmoniques amortis. En raison de l'amortissement des phonons optiques, la fonction diélectrique devient une fonction complexe. Pour trouver la région d'existence des modes PhPS, nous nous référons aux équations précédentes et exprimons les paramètres p_1 et p_2 en termes de fonctions diélectriques complexes.

$$p_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{-\epsilon_1^2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \quad (1.43)$$

et

$$p_2 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{-\epsilon_2^2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}. \quad (1.44)$$

Nous considérons un matériau polaire avec une fonction diélectrique complexe ϵ_1 en contact avec un milieu ayant une fonction de réponse réelle et positive ϵ_2 telle que l'air. Nous formulons la fonction diélectrique sous une forme complexe

$$\epsilon_1 = \epsilon_{r1} - i\epsilon_{i1} \quad (1.45)$$

Et nous exprimons la relation de dispersion (équation (1.26)) en termes des parties réelles ϵ_{r1} et imaginaires ϵ_{i1} de la fonction diélectrique complexe [11]

$$q = \frac{\omega}{c} \left[\frac{(\epsilon_{r1} - i\epsilon_{i1})\epsilon_2}{(\epsilon_2 + \epsilon_{r1}) - i\epsilon_{i1}} \right]^{1/2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{a1(1 - ib1)} \quad (1.46)$$

où

$$a1 = \epsilon_2 \frac{\epsilon_{r1}(\epsilon_2 + \epsilon_{r1}) + \epsilon_{i1}^2}{(\epsilon_2 + \epsilon_{r1})^2 + \epsilon_{i1}^2} \quad (1.47)$$

et

$$b1 = \frac{\epsilon_2 \epsilon_{i1}}{\epsilon_{r1}(\epsilon_2 + \epsilon_{r1}) + \epsilon_{i1}^2}. \quad (1.48)$$

L'équation (1.46) sera simplifiée si nous considérons les cas suivants :

- Si $|b1| \ll 1$

$$q \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{a1} \left(1 - \frac{ib1}{2}\right) \quad (1.49)$$

- Si $|b1| \gg 1$

$$q \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{a1} \left(\frac{b1}{2}\right)^{1/2} (1 - i) \quad (1.50)$$

- Si $|b1| \approx 1$

$$q \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{a1} (1 + b1^2)^{1/2} \left[\cos\left(\frac{\tan^{-1} b1}{2}\right) - i \sin\left(\frac{\tan^{-1} b1}{2}\right) \right]. \quad (1.51)$$

On remarque dans les équations (1.26), (1.43) et (1.44) que lorsque $|\epsilon_{i1}| < |\epsilon_{r1}|$ et $\epsilon_{r1} < 0$, alors $Re(q) \neq 0$ indiquant une onde propagatrice. De plus $Re(p_1)$ et $Re(p_2)$ seront > 0 indiquant que les champs se désintégrant loin de l'interface. Lorsque ces conditions sont satisfaites, les modes PhPS localisés peuvent se propager à la surface des matériaux.

1.2.4 Comparaison entre les phonons-polaritons de volume et phonons-polaritons de surface

Nous présentons dans la Figure 1.9 les courbes de dispersions des modes phonons-polaritons de volume et de surface pour le carbure de silicium (4H-SiC) avec les lignes de lumière dans l'air et dans le 4H-SiC. La fonction diélectrique du matériau est obtenue en appliquant le théorème de Kramers-Kronig sur des mesures de réflectivité. La Figure 1.9 montre très bien la double nature des modes phonons-polaritons. Les modes de basses fréquences se propagent avec une vitesse proche de celle de la lumière, tandis que les modes de hautes fréquences se propagent avec des vitesses beaucoup plus faibles. Cela indique que les modes de basses fréquences peuvent être décrits comme des photons, alors que les modes de hautes fréquences sont mieux décrits par des phonons. Les modes de fréquences intermédiaires ont évidemment un double caractère. Comme

nous l'avons montré dans les sections précédentes de ce chapitre, les modes de phonon-polariton de surface, qui sont le cœur de notre étude dans le Chapitre 5, peuvent exister uniquement dans la bande interdite des modes de phonon-polariton (entre 850 et 950 cm^{-1} dans le cas de 4H-SiC).

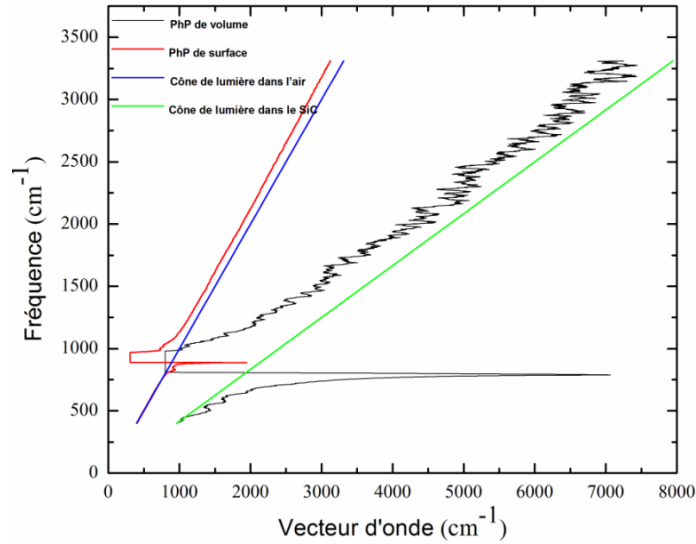


Figure 1.9 : Courbes de dispersion du phonon-polariton se propageant sur une surface plane de SiC.

Nous présentons dans la Figure 1.10 la durée de vie et le libre parcours moyen des phonons-polaritons de volume en fonction de la fréquence. La durée de vie est obtenue en considérant une fréquence complexe et un vecteur d'onde réel tandis que le libre parcours moyen est obtenu en considérant une fréquence réelle et un vecteur d'onde complexe. La durée de vie est déterminée par la partie imaginaire de la fréquence, alors que le libre parcours moyen est déterminé par la partie imaginaire du vecteur d'onde.

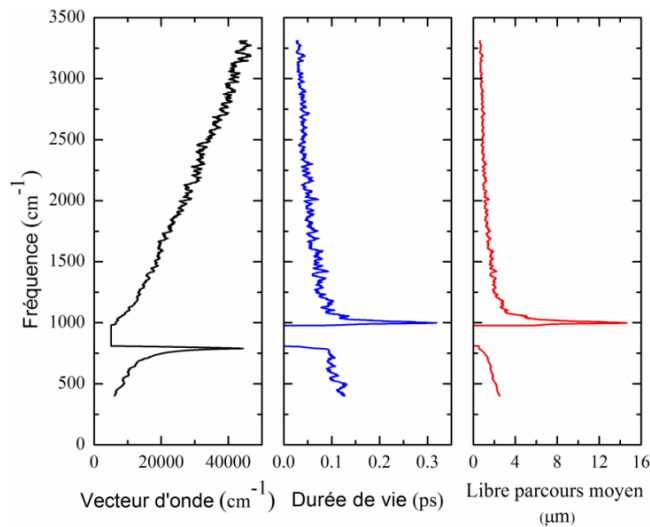


Figure 1.10 : La dispersion, la durée de vie, et le libre parcours moyen des phonons-polaritons de volume en fonction de l'énergie de ces modes.

Nous présentons dans la Figure 1.11 la durée de vie et le libre parcours moyen des phonons-polaritons de surface en fonction de la fréquence.

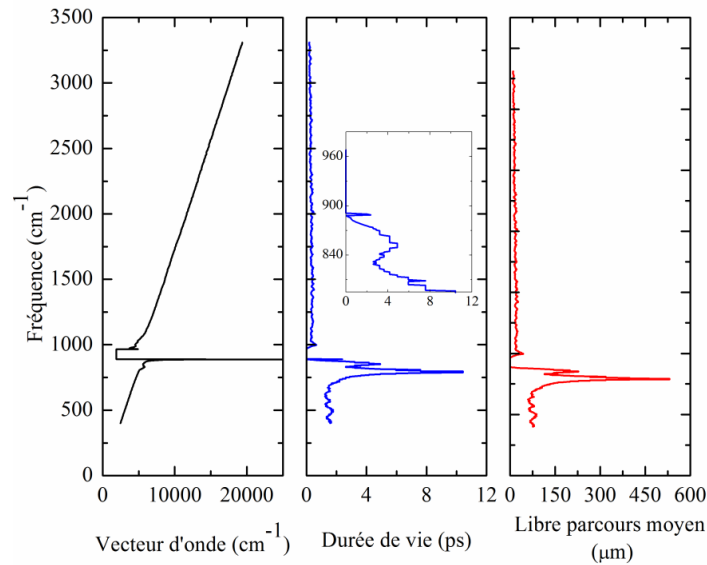


Figure 1.11 : La dispersion, la durée de vie, et le libre parcours moyen des phonons-polaritons de surface en fonction de l'énergie de ces modes.

En comparant la Figure 1.10 et la Figure 1.11 on trouve que la durée de vie et le libre parcours moyen des phonons-polaritons de surface qui existent dans la bande interdite des phonons polaritons de volume (entre la fréquence du mode de phonon transverse et la fréquence du mode de phonon longitudinal), sont beaucoup plus larges que ceux des phonons-polaritons de volume. Ils sont aussi plus larges que les modes de phonon qui ont typiquement une durée de vie de l'ordre de 1 ps et un libre parcours moyen de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres à la température ambiante. Ainsi, les phonons-polaritons de surface ont un fort potentiel pour conduire la chaleur efficacement, d'où notre intérêt pour étudier le transport d'énergie par ces excitations de surface.

Chapitre 2 : Conductivité thermique due aux Phonons-Polaritons de Surface et aux Phonons pour une couche mince

L'application d'un gradient de température dans les solides stimule les excitations élémentaires telles que les électrons libres, les phonons et les phonons polaritons de surface, qui peuvent conduire la chaleur de l'extrémité la plus chaude à la plus froide du matériau. Dans les semi-conducteurs diélectriques, la quasi-totalité de la chaleur est conduite par les phonons. Dans ce chapitre, nous présentons une théorie de la conductivité thermique basée sur l'équation de transport de Boltzmann et l'approximation du temps de relaxation. En plus, nous exprimons la conductivité thermique due aux phonons et la conductivité thermique due aux phonons polaritons de surface, qui devient importante pour une couche mince.

La conductivité thermique est le paramètre le plus important décrivant le transfert de chaleur dans un objet dont la température n'est pas homogène. Elle est définie comme le taux de transfert d'énergie thermique par unité de longueur entre deux points de différence de température de 1 K.

Lorsqu'un gradient de température fini est appliqué à travers un solide, nous relevons qu'en régime permanent, le taux de flux d'énergie thermique par unité de surface est donné par la loi de Fourier

$$Q = -\kappa \nabla T \quad (2.1)$$

où κ est la conductivité thermique (unité W/mK).

2.1 Conductivité thermique due aux phonons polaritons de surface

Le flux de chaleur des ondes de surface traversant un plan perpendiculaire à la direction x , par unité de longueur dans la direction y (en unités de Wm^{-1}), est donné par [12] :

$$Q_x = \frac{1}{S} \sum_{q_x} \sum_{q_y} \hbar \omega(q_x, q_y) f(\omega, T) \vec{v} \cdot \hat{x} \quad (2.2)$$

où $S = L_x L_y$ (L_x et L_y sont respectivement les longueurs dans les directions x et y) est la surface de la couche mince dans le plan $x - y$, \vec{v} est la vitesse du groupe, ω est la fréquence angulaire, T est la température, \hbar est la constante de Planck divisée par 2π , q_x et q_y sont les vecteurs d'onde dans les directions x et y . Seule la déviation de la fonction de distribution d'équilibre $f(\omega, T)$ (à examiner ci-dessous) contribue au flux thermique. Comme le montre la Figure 2.1, on considère une couche mince ayant une épaisseur d , et une fonction diélectrique $\epsilon_2(\omega)$, entourée des deux

côtés par un autre milieu de fonction diélectrique ϵ_1 considéré ici comme étant le vide. Les phonons polaritons de surface transportent la chaleur sur les deux interfaces de la couche mince, de la température élevée (T_H) à la basse température (T_L) et s'amortissent d'une façon exponentielle dans l'environnement extérieur ainsi que dans la couche. La contribution des phonons polaritons de surface au flux d'énergie dans le plan est calculée à l'aide de la théorie cinétique.

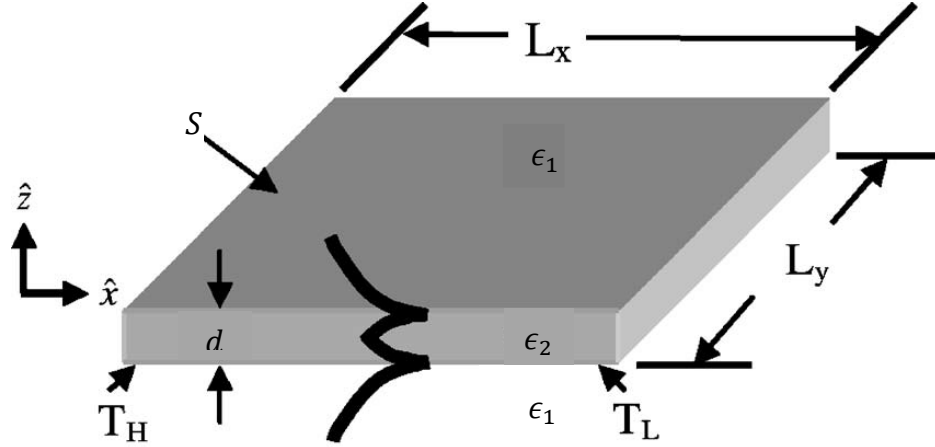


Figure 2.1 : Une couche mince de matériau polaire suspendue dans l'air [12].

Nous définissons une fonction de densité de probabilité $f(\vec{r}, \vec{q}, t)$, qui décrit la probabilité de trouver une particule à la position \vec{r} avec un vecteur d'onde \vec{q} à l'instant t . L'intégrale sur cette fonction de densité est le nombre de particules N .

$$N = \int d^3r \int d^3q f(\vec{r}, \vec{q}, t) \quad (2.3)$$

L'intégrale restera constante si la dérivée temporelle de f est zéro (régime permanent),

$$\frac{d}{dt} f(\vec{r}, \vec{q}, t) = 0 \quad (2.4)$$

Le dérivé total de f est :

$$\frac{d}{dt} f(\vec{r}, \vec{q}, t) = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial f}{\partial y} \frac{dy}{dt} + \frac{\partial f}{\partial z} \frac{dz}{dt} + \frac{\partial f}{\partial q_x} \frac{dq_x}{dt} + \frac{\partial f}{\partial q_y} \frac{dq_y}{dt} + \frac{\partial f}{\partial q_z} \frac{dq_z}{dt} = 0 \quad (2.5)$$

Cela peut être écrit d'une manière plus compacte,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \nabla_{\vec{r}} f + \frac{d\vec{q}}{dt} \cdot \nabla_{\vec{q}} f = 0. \quad (2.6)$$

Soit $\vec{F}_{ext} = \hbar \frac{d\vec{q}}{dt}$ et la vitesse $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$, l'équation (2.6) devient,

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}} f - \frac{1}{\hbar} \vec{F}_{ext} \cdot \nabla_{\vec{q}} f. \quad (2.7)$$

Les particules peuvent subir des collisions entre eux, sans toutefois modifier le nombre de particules. Mais, leurs impulsions changent instantanément. Si nous considérons que les collisions sont incluses avec un terme de collision l'équation de transport de Boltzmann (2.7) devient [[13],p.116]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}} f - \frac{1}{\hbar} \vec{F}_{ext} \cdot \nabla_{\vec{q}} f + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \quad (2.8)$$

Dans l'approximation du temps de relaxation [[13],p.117], le terme de collision est supposé avoir la forme suivante:

$$\left(\frac{\partial f(\vec{q})}{\partial t} \right)_c = \frac{f_0(\vec{q}) - f(\vec{q})}{\tau(\vec{q})} \quad (2.9)$$

où f_0 est la distribution de Bose-Einstein à l'équilibre et τ est le temps de relaxation

$$f_0 = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial f_0}{\partial T} = \frac{\omega}{\omega_c T} \frac{e^{\frac{\omega}{\omega_c}}}{(e^{\frac{\omega}{\omega_c}} - 1)^2} \quad (2.11)$$

Avec k_B la constante de Boltzmann et $\omega_c = \frac{k_B T}{\hbar}$

À partir de l'équation de transport de Boltzmann (2.8) sous l'approximation du temps de relaxation (2.9), la fonction de distribution de polariton de surface en régime permanent ($\frac{\partial f}{\partial t} = 0$) est :

$$f(T) = f_0(T) - \Lambda \cos \theta \frac{\partial f}{\partial x} \quad (2.12)$$

avec $\Lambda = v * \tau$ est le libre parcours moyen et θ est l'angle dans le plan par rapport à l'axe x

La substitution de l'équation (2.12) dans l'équation (2.2) conduit à un flux net dans la direction x positive :

$$Q_{x,net} = \frac{-1}{S} \sum_{q_x} \sum_{q_y} \hbar\omega(q_x, q_y) \Lambda \cos \theta \frac{\partial f}{\partial x} \vec{v} \cdot \hat{x}. \quad (2.13)$$

Alors,

$$Q_{x,net} = -d \frac{\partial T}{\partial x} \left[\frac{1}{4\pi d} \int_0^\infty \hbar\omega \Lambda \frac{\partial f}{\partial T} |\vec{v}| q_r dq_r \right] \quad (2.14)$$

où q_r est la partie réelle du vecteur d'onde. Le terme entre parenthèses est défini comme la conductivité thermique due aux PhPS en unité (W/m K) [12].

$$\kappa_{phps} = \frac{1}{4\pi d} \int_0^\infty \hbar\omega \Lambda \frac{\partial f}{\partial T} |\vec{v}| q_r dq_r \quad (2.15)$$

2.2 Conductivité thermique due aux phonons

L'équation de Boltzmann en présence d'un gradient de température s'écrit sous la forme [[14],[15]]:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c - v \cdot \nabla T \frac{df}{dT} = 0, \quad (2.16)$$

où, f est la fonction de distribution des phonons hors équilibre thermique, T est la température, v est la vitesse du groupe, $\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c$ est le taux de variation de f due aux collisions. On considère ici un faible gradient de température qui ne peut pas trop déplacer la fonction de distribution des phonons. Alors, dans le second terme nous pouvons remplacer f par f_0 , la fonction de distribution de Planck. En utilisant le concept de temps de relaxation, le premier terme peut s'écrit comme [[14],[15]]:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c = \frac{f(\lambda) - f}{\tau_N} + \frac{f_0 - f}{\tau_u}. \quad (2.17)$$

Nous définissons ici τ_N comme étant le temps de relaxation pour tous les processus normaux et τ_u comme étant le temps de relaxation pour tous les processus résistifs qui ne conservent pas la quantité de mouvement. Dans l'équation (2.17), τ_u est obtenu d'après la règle de Matthiessen [15] :

$$\frac{1}{\tau_u} = \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_I} + \frac{1}{\tau_{Um}}, \quad (2.18)$$

où τ_B est le temps de relaxation pour la diffusion des phonons par le bord de l'échantillon, τ_I est le temps de relaxation pour la diffusion des phonons par des impuretés et des fluctuations de masse et τ_{Um} est le temps de relaxation pour la diffusion intrinsèque des phonons à l'extérieur de la zone de Brillouin. $f(\lambda)$ est la distribution de Planck déplacée par un vecteur λ due aux processus normaux qui conserve la quantité de mouvement [[14],[15]]. Elle est donnée par

$$f(\lambda) = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega - \lambda \cdot \mathbf{q}}{k_B T}\right) \right]^{-1} = f_0 + \frac{\lambda \cdot \mathbf{q}}{k_B T} \frac{e^{\hbar\omega/k_B T}}{(e^{\hbar\omega/k_B T} - 1)^2}. \quad (2.19)$$

où \mathbf{q} est un vecteur d'onde dans la direction du gradient de température, \hbar est la constante de Planck divisée par 2π , ω est la fréquence angulaire, k_B est la constante de Boltzmann. Si nous définissons $f_1 = f - f_0$, l'équation de Boltzmann (2.16) peut s'écrire comme

$$-\frac{\hbar\omega}{k_B T^2} v \cdot \nabla T \frac{e^{\hbar\omega/k_B T}}{(e^{\hbar\omega/k_B T} - 1)^2} + \frac{\lambda \cdot \mathbf{q}}{\tau_N k_B T} \frac{e^{\hbar\omega/k_B T}}{(e^{\hbar\omega/k_B T} - 1)^2} - \left(\frac{1}{\tau_N} + \frac{1}{\tau_u}\right) f_1 = 0. \quad (2.20)$$

Nous définissons un temps de relaxation combiné τ_c , par

$$\tau_c^{-1} = \tau_N^{-1} + \tau_u^{-1}. \quad (2.21)$$

Nous exprimons f_1 comme suit [14]:

$$f_1 = -g_1 v \cdot \nabla T \frac{\hbar\omega}{k_B T^2} \frac{e^{\hbar\omega/k_B T}}{(e^{\hbar\omega/k_B T} - 1)^2}, \quad (2.22)$$

où $g_1(\mathbf{q})$ est un temps de relaxation totale. Il est souhaitable de déterminer g_1 en termes de τ_c et τ_N . À l'aide de l'équation (2.22), on constate facilement que la conductivité thermique κ_{ph} est :

$$\kappa_{ph} = \frac{3}{(2\pi)^3} \int v^2 \cos^2 \theta g_1(\mathbf{q}) c_{ph}(\mathbf{q}) d^3 \mathbf{q}. \quad (2.23)$$

Le facteur 3 provient des trois branches contributives du spectre des phonons. La contribution des phonons optiques à la conductivité thermique est limitée par leur faible vitesse de groupe. Dans l'équation (2.23), c_{ph} est la chaleur spécifique du phonon :

$$c_{ph} = \frac{(\hbar\omega)^2}{k_B T^2} \frac{e^{\hbar\omega/k_B T}}{(e^{\hbar\omega/k_B T} - 1)^2}. \quad (2.24)$$

La substitution des équations (2.21) et (2.22) dans l'équation (2.20) donne :

$$\frac{\hbar\omega g_1}{\tau_c T} v \cdot \nabla T + \frac{\lambda \cdot \mathbf{q}}{\tau_N} = \frac{\hbar\omega}{T} v \cdot \nabla T. \quad (2.25)$$

Comme λ doit être un vecteur constant ayant la dimension d'une énergie multipliée par la longueur d'onde et dans la direction du gradient de température, il convient de définir un paramètre g_2 ayant les dimensions d'un temps de relaxation par [14]

$$\lambda = -(\hbar/T) g_2 v^2 \nabla T. \quad (2.26)$$

Puisque $\mathbf{q} \approx \omega/v$, nous écrivons

$$\lambda \cdot \mathbf{q} = -(\hbar\omega/T) g_2 v \cdot \nabla T, \quad (2.27)$$

afin que l'équation (2.25) se simplifie à

$$\frac{g_1}{\tau_c} - \frac{g_2}{\tau_N} = 1, \quad \text{ou} \quad g_1 = \tau_c (1 + g_2/\tau_N). \quad (2.28)$$

Si le matériau considéré est isotrope, la conductivité thermique due aux phonons prend la forme

$$\kappa_{ph} = \frac{v^2}{2\pi^2} \int \tau_c \left(1 + \frac{g_2}{\tau_N}\right) c_{ph} q^2 dq \quad (2.29)$$

Il est maintenant nécessaire de déterminer g_2 . Pour cela, nous utilisons le fait que les processus normaux conservent la quantité de mouvement. Le taux de variation de la quantité de mouvement total du phonon due aux processus normaux (indiqués par N) est alors fixé à zéro. Nous exprimons ceci par

$$\int \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_f \mathbf{q} d^3\mathbf{q} = \int \frac{f(\lambda) - f}{\tau_N} \mathbf{q} d^3\mathbf{q} = 0. \quad (2.30)$$

La substitution des équations (2.19) et (2.22) dans l'équation (2.30) conduit à

$$\int \frac{e^{\hbar\omega/k_B T}}{(e^{\hbar\omega/k_B T} - 1)^2} \left[\frac{\hbar\omega}{k_B T^2} g_1 v \cdot \nabla T + \frac{\lambda \cdot \mathbf{q}}{k_B T} \right] \frac{\mathbf{q}}{\tau_N} d^3 \mathbf{q} = 0. \quad (2.31)$$

Lorsque l'expression (2.27) pour $\lambda \cdot \mathbf{q}$ est remplacée dans l'équation (2.31), l'équation devient

$$\int \frac{e^{\hbar\omega/k_B T}}{(e^{\hbar\omega/k_B T} - 1)^2} \frac{\hbar\omega}{k_B T^2} (v \cdot \nabla T) (g_1 - g_2) \frac{\omega}{\tau_N v} d^3 \mathbf{q} = 0. \quad (2.32)$$

Si nous introduisons maintenant la variable $x = \hbar\omega/k_B T = \hbar v q/k_B T$, nous constatons que

$$\int_0^{\theta/T} \frac{e^x}{(e^x - 1)^2} (g_1 - g_2) \frac{x^4}{\tau_N} dx = 0, \quad (2.33)$$

puisque g_1 est une fonction de q seulement. Dans l'équation (2.33), θ est la température de Debye. En utilisant l'équation (2.28) dans l'équation (2.33), on obtient

$$g_2 = \frac{\int_0^{\theta/T} \frac{\tau_c}{\tau_N} \frac{e^x}{(e^x - 1)^2} x^4 dx}{\int_0^{\theta/T} \frac{1}{\tau_N} \left(1 - \frac{\tau_c}{\tau_N}\right) \frac{e^x}{(e^x - 1)^2} x^4 dx}. \quad (2.34)$$

La conductivité thermique peut maintenant être évaluée.

On observe que dans la limite lorsque $\tau_u \rightarrow \infty$ (pas de processus Um), τ_c s'approche de τ_N et g_2 devient infini. Par conséquent, κ_{ph} devient infini. Mais, Lorsque τ_N devient grand, nous voyons dans les équations (2.29) et (2.34) que la conductivité thermique est principalement déterminée par τ_u et que l'addition de temps de relaxation réciproque est justifiée dans cette limite.

Même avec les simplifications extrêmes faites dans ce modèle, il ne semble pas possible d'évaluer analytiquement les intégrales de base. Il est possible de faire des évaluations approximatives qui conservent les caractéristiques essentielles de la théorie, en particulier la dépendance de la température.

La conductivité thermique est obtenue à partir des équations (2.29) et (2.34) en utilisant les temps de relaxation. Nous pouvons écrire,

$$\tau_u^{-1} = A\omega^4 + B_1 T^3 \omega^2 + \frac{v}{d}, \quad (2.35)$$

où le terme $A\omega^4$ représente la diffusion par des impuretés ou des isotopes; le terme $B_1 T^3 \omega^2$ comprend aux processus d'Umklapp (B_1 contient le facteur de température exponentiel $e^{-\theta/aT}$);

et $\frac{v}{d}$, où d est l'épaisseur de l'échantillon, représente la diffusion par les bords de l'échantillon. De même

$$\tau_N^{-1} = B_2 T^3 \omega^2, \quad (2.36)$$

où B_2 est indépendant de la température. Le temps de relaxation combiné est alors

$$\tau_c^{-1} = A\omega^4 + (B_1 + B_2)T^3\omega^2 + \frac{v}{d} \quad (2.37)$$

Nous écrivons ensuite [14]

$$\kappa_{ph} = \frac{k_B}{2\pi^2 v} (I_1 + g_2 I_2), \quad (2.38)$$

où,

$$I_1 = \int_0^{k_B\theta/\hbar} \frac{(\hbar\omega)^2}{\tau_c (k_B T)^2} \frac{e^{\hbar\omega/k_B T}}{(e^{\hbar\omega/k_B T} - 1)^2} \omega^2 d\omega, \quad (2.39)$$

et

$$I_2 = \int_0^{k_B\theta/\hbar} \frac{\tau_c}{\tau_N} \frac{(\hbar\omega)^2}{(k_B T)^2} \frac{e^{\hbar\omega/k_B T}}{(e^{\hbar\omega/k_B T} - 1)^2} \omega^2 d\omega. \quad (2.40)$$

2.3 Effet de l'épaisseur de la couche mince sur la conductivité thermique due aux phonons-polaritons et sur la conductivité thermique due aux phonons

D'après l'équation (2.15), on remarque bien que la conductivité thermique due aux phonons-polaritons est inversement proportionnelle à l'épaisseur de la couche mince. En fait, le transport de chaleur par les modes phonons-polaritons de surface devient importante en particulier lorsque les modes sur une surface de l'échantillon se couplent avec ceux de l'autre surface. De plus, lorsque l'épaisseur de la couche diminue, le libre parcours moyen des modes antisymétriques de petits vecteurs d'onde qui résultent d'un couplage entre des ondes propageant sur des différentes interfaces augmentent particulièrement, ce qui entraîne une augmentation supplémentaire du flux thermique des phonons-polaritons de surface.

D'autre part, la conductivité thermique due aux phonons est proportionnelle à l'épaisseur de l'échantillon car lorsque l'épaisseur de l'échantillon diminue, le taux de diffusion des phonons par les bords de l'échantillon augmente, ce qui conduit à une diminution de la conductivité thermique due aux phonons.

En conséquence, on s'attend à ce que la conductivité thermique des couches ultra-minces de matériaux polaires soit dominée par les modes phonons-polaritons de surface. Ce fait sera démontré expérimentalement au Chapitre 5 .

Chapitre 3 : Techniques de fabrication des échantillons

Parmi les principales méthodes de synthèses des couches minces, on peut citer la technique de déposition par laser pulsé (PLD) et la technique épitaxie par faisceau moléculaire (MBE). Nous avons utilisé la première pour déposer des couches de carbure de silicium amorphes sur des substrats de silicium pour étudier le transport thermique par des modes PhPS et la deuxième pour étudier le transport d'énergie par un gaz d'électrons bidimensionnel confiné dans des puits quantiques. Dans ce chapitre, nous détaillons les méthodes utilisées dans le contexte de ce projet.

3.1 Déposition par laser pulsé (PLD)

L'ablation par laser pulsé est une technique de dépôt pour la production des couches minces par ablation d'une cible du matériau souhaité à déposer par une impulsion laser de forte puissance (la durée de l'impulsion est de l'ordre de la nanoseconde). La Figure 3.1 montre un diagramme schématique du système de PLD.

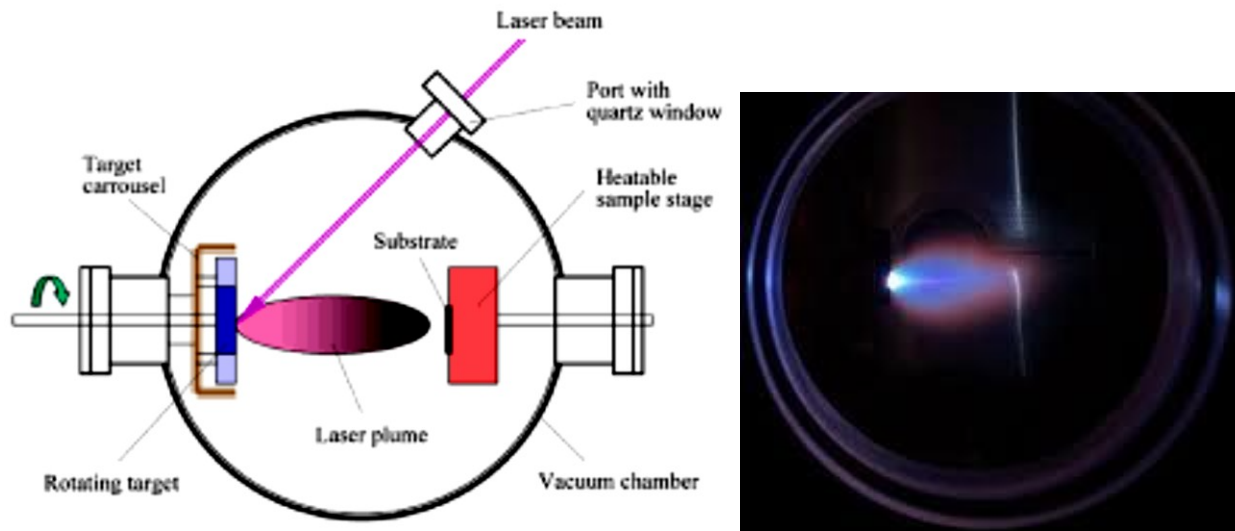


Figure 3.1 : Diagramme schématique du système PLD (à gauche), photographie d'un panache lumineux (à droite).

Au cours des 15 dernières années, le PLD est devenu l'un des procédés les plus simples et les plus polyvalents pour le dépôt des couches minces. Elle comporte une porte-cible et une porte-substrat dans une chambre à vide. Un laser pulsé à haute puissance est utilisé comme source d'énergie externe pour vaporiser les espèces de la cible. Ces espèces sont collectées sur le substrat où elles se condensent pour induire la croissance du film. Le premier rapport sur la PLD est sorti en 1987, lorsque Dijkamp et al. [16] a utilisé un excimère laser pour effectuer l'ablation d'une cible supraconductrice afin de former des films minces supraconducteurs à T_c élevée.

Depuis lors, la PLD a été utilisée dans la fabrication d'une grande variété de matériaux allant des oxydes de complexes céramiques structurés (supraconducteurs et ferroélectriques), aux alliages binaires de nitrure et d'oxyde, aux multicouches métalliques et aux super-réseaux semi-conducteurs [17]. Plus récemment, cette technique a été utilisée pour synthétiser des nanotubes [18] et des matériaux nanostructurés [19].

En général, le processus de PLD peut être divisé en trois étapes: Interaction laser/cible, formation et expansion du plasma, croissance sur le substrat.

- ***Interaction laser/cible***

Les rayonnements émis par le faisceau laser sont absorbés par la cible et l'énergie électromagnétique est transformée successivement en énergie thermique, chimique puis mécanique. Ces différents transferts d'énergie sont à l'origine de l'éjection des particules de la surface de la cible et de la formation de plasma.

- ***Formation et expansion du plasma***

Une fois expulsées, les particules restent confinées près de la surface de la cible et forment la couche d'évaporation. Cette couche a des dimensions similaires à celle du taille du faisceau laser ($3 * 4 \text{ mm}^2$) et se compose d'un mélange complexe des ions, des atomes, des électrons, des particules diatomiques ou des gouttelettes du matériau fondu. Relativement dense ($10^{19} - 10^{20} \text{ particules . cm}^{-3}$), la couche d'évaporation forme le siège d'un grand nombre de collisions entre les particules, ce qui entraîne une augmentation nettement significative de la température au niveau du matériau cible. Ce taux de collision élevé, associé à l'absorption du faisceau laser, conduit à l'ionisation de la couche d'évaporation et à la formation du plasma. L'expansion du plasma est alors réalisée de manière adiabatique et anisotrope, perpendiculairement à la surface de la cible. La désexcitation des espèces plasmatiques et leur interaction avec les molécules des gaz présents dans l'enceinte d'ablation produisent un panache lumineux qui matérialise le transfert de matière. L'utilisation de gaz (Argon, oxygène, ...) pendant le dépôt modifie les propriétés et la distribution spatiale du panache et influe sur les caractéristiques du film obtenu.

- ***Croissance sur le substrat***

Enfin, lors de la dernière étape, les particules de matériaux précédemment expulsées sont transportées par le plasma vers la surface du substrat (par exemple substrat de Si) pour se réarranger et former le film mince. Les caractéristiques des couches minces obtenues, telles que l'épaisseur, l'amorphie ou la cristallinité et l'homogénéité de la composition, dépendent de l'état des particules dans le plasma (état d'excitation, énergie cinétique, composition spatiale du plasma) avant l'impact sur le substrat et des caractéristiques du substrat (température, nature,

cristallinité du substrat). De nombreux paramètres peuvent ainsi influencer le dépôt, tels que l'énergie de laser, la fréquence des impulsions, la distance cible/substrat, la température du substrat, la présence ou l'absence de gaz résiduel dans l'enceinte.

3.1.1 Montage expérimental de PLD

Le système PLD utilisé dans ce travail est illustré à la Figure 3.2. Il consiste principalement en une chambre à vide poussée, supportée par un système de pompage, un excimère laser, une porte-substrat et une porte-cible. Le laser LAMBDA PHYSIK KrF (Krypton Fluor) a une longueur d'onde de 248 nm , une durée d'impulsion de 20 ns et un taux de répétition de 10 Hz . Le faisceau excimère laser pulsé est guidé vers la cible par une ligne contenant deux miroirs UV et une lentille de focalisation de 45 cm . Le faisceau focalisé pénètre dans la chambre à vide poussée par une fenêtre transparente aux UV pour atteindre la cible selon un angle de 45° . Par un simple changement d'orientation des miroirs et de la distance lentille-cible, il est possible d'optimiser l'alignement et d'ajuster la focalisation du faisceau laser.

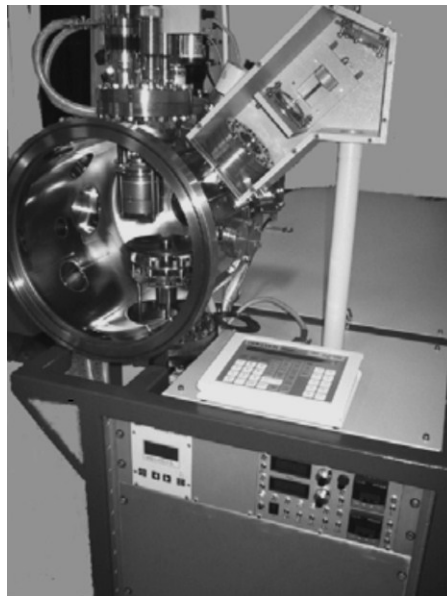


Figure 3.2 : Le système PLD utilisé.

L'unité de pompage est basée sur une pompe turbomoléculaire Pfeiffer et une pompe à membrane support. La pression de fond dans la chambre est inférieure à $5 * 10^{-7}\text{ mbar}$, telle que mesurée par une gauge de Pirani. Une vue rapprochée du porte-substrat et de la cible est illustrée à la Figure 3.3. Le manipulateur de substrat est équipé d'un dispositif de chauffage et d'un système refroidi par eau, permettant ainsi le chauffage du substrat à une température maximale de $1000\text{ }^\circ\text{C}$, mesurée par un thermocouple placé derrière la face arrière de la tranche. Le support de substrat peut accueillir deux plaquettes pouvant être tournées à la vitesse souhaitée et une

hauteur réglable à volonté. Cependant, au cours de nos expériences, la distance cible-substrat était fixée à environ 5 *cm* et le substrat ne tournait pas.

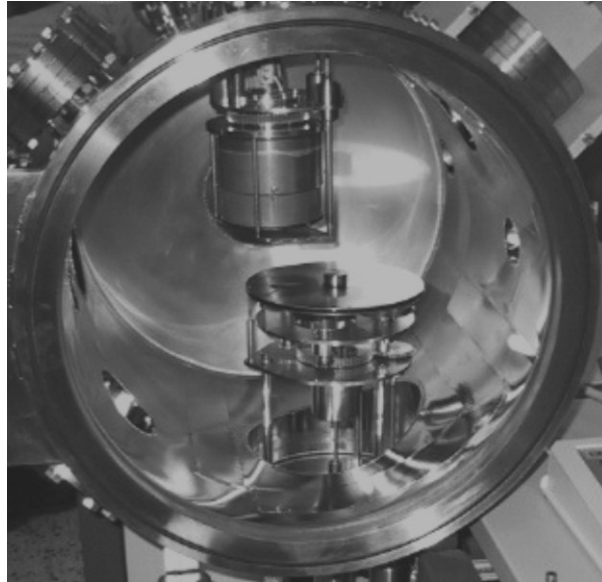


Figure 3.3 : Manipulateurs substrat et cibles dans la chambre du système PLD.

Le manipulateur de cible est positionné en dessous du porte-substrat (Figure 3.3) pouvant renfermer jusqu'à quatre cibles différentes. Pour garantir une consommation de cible homogène, la cible tourne et se déplace simultanément vers l'avant ou l'arrière dans un mouvement d'inversion.

3.2 Épitaxie par faisceau moléculaire (MBE)

L'épitaxie par faisceau moléculaire est une technique fondamentale utilisée en nanotechnologie dans la production des couches minces de semi-conducteur ultra pur. Elle est utilisée pour faire croître les couches par condensations d'atomes évaporés sur des substrats massifs. J. R. Arthur et Alfred Y. Cho. [20] ont développé cette technique au laboratoire Bell Telephone. Elle est réalisée dans un environnement hautement contrôlé et dans des conditions de vide élevé ou ultra-élevé (10^{-8} à 10^{-12} Torr) pour éviter la contamination provoquée par des particules de poussières ou des gaz qui peuvent interférer avec le processus de croissance du semi-conducteur et du cristal. Le taux de dépôt typique est de l'ordre de 3000 *nm* par heure. En MBE, un matériau de base appelé substrat qui peut être semi-conducteur comme Si, GaN, AlN etc..., est chauffé à une température appropriée. Puis un faisceau d'atomes ou des molécules bombarde le substrat (voir la Figure 3.4). Ce faisceau incident sur le substrat est lancé par ce qu'on appelle la cellule à effusion. Pour trouver différents types d'atomes ou des molécules sur le substrat, différents cellules à effusion sont nécessaires. La même cellule à effusion ne peut pas être utilisée pour différents matériaux. Ensuite, Les atomes ou molécules atterrissent à la surface du

substrat, se condensent et s'accumulent très lentement et systématiquement en couches ultra-minces. Après chaque cycle, une couche atomique croît. La technique MBE est ainsi une excellente technique pour déposer une couche mince de haute qualité et d'épaisseur uniforme sur le substrat. C'est aussi un exemple d'application nanotechnologique, puisqu'il s'agit de construire des matériaux en manipulant des atomes et des molécules.

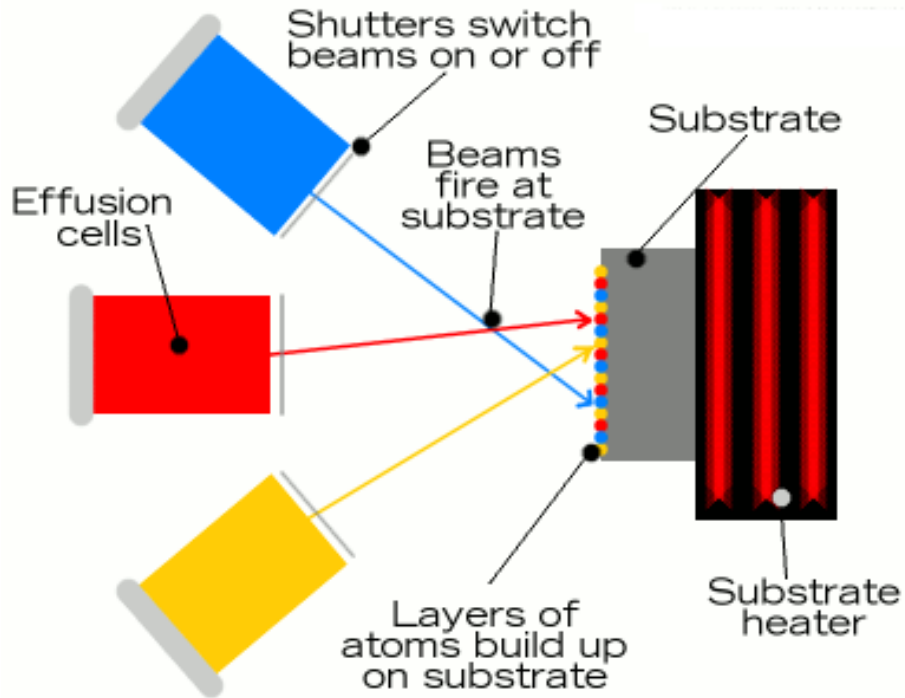


Figure 3.4 : Chambre de croissance typique d'un système MBE. Une MBE comprend plusieurs chambres (chambres d'introduction et d'extraction, deux chambres de croissance ou plus, une chambre d'analyse et une chambre de préparation). Toutes les chambres sont maintenues sous vide ultra-élevé.

Chapitre 4 : Méthodes de caractérisation des échantillons

4.1 Caractérisations thermiques

Dans cette partie de ce chapitre nous présentons la technique utilisée pour évaluer le transport thermique par des ondes électromagnétiques de surface.

4.1.1 Mesure thermique par la méthode pompe-sonde dans l'infrarouge (IR) moyen (IR laser flash)

Au cours des dernières années, diverses méthodes expérimentales ont été utilisées pour mesurer le transfert de la chaleur dans les matériaux. [[21]–[23]]. Dans cette thèse, nous présentons une technique pompe-sonde introduite par Boccara et al [24] en 1980 pour mesurer la diffusivité thermique. Cette technique est basée sur l'effet mirage. Une source de chaleur modulée en intensité à une fréquence angulaire ω (laser infrarouge CO_2 , dans le travail présent) est focalisée sur la surface de l'échantillon. À mesure que la chaleur est absorbée, un gradient de température périodique apparaît dans la couche de gaz adjacente à la surface. Cette variation de température conduit à un gradient périodique de l'indice de réfraction du gaz. Un faisceau sonde (laser He-Ne) passant très proche de la surface à travers l'air chauffé est dévié périodiquement dans la direction du gradient. La déviation, qui est généralement de quelques milliradians, est observée au moyen d'un photodétecteur sensible à la position. L'analyse de cette déviation par un modèle physique pour l'effet mirage donne des valeurs assez précises pour la diffusivité thermique de l'échantillon mesuré. Cette théorie est présentée ci-dessous.

4.1.1.1 Ondes thermiques

Le champ de température totale T , en fonction de la position x et du temps t , est décrit par l'équation générale de la conduction thermique [21] (sans génération de chaleur) comme suit :

$$\rho c_p \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (\kappa \vec{\nabla} T(x, t)) \quad (4.1)$$

où ρ est la masse volumique (en $kg\ m^{-3}$), c_p est la chaleur spécifique à pression constante (en $J\ kg^{-1}K^{-1}$) et κ est la conductivité thermique (en $W\ m^{-1}K^{-1}$). Pour un régime permanent où la dérivée partielle de la température par rapport au temps est égale à zéro ($\frac{\partial T}{\partial t} = 0$), l'équation de la chaleur est indépendante des propriétés du matériau et ne dépendra que de la géométrie de l'objet. Par conséquent, l'équation (4.1) peut être simplifiée sous la forme de l'équation de

Laplace. Pour un régime transitoire ($\frac{\partial T}{\partial t} \neq 0$), la densité, la capacité thermique et la conductivité thermique deviennent des paramètres importants dans le processus de transfert de chaleur à l'intérieur du matériau. Dans le cas d'échantillons composites, κ sera fonction de la position i.e., $\kappa = \kappa(x)$ avec ρ et c_p sont des constantes. On peut alors obtenir une solution de l'équation (4.1) qui est détaillée dans la référence [21].

Pour un solide isotrope homogène dont la conductivité thermique est indépendante de la position, l'équation (4.1) devient :

$$\rho c_p \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T(x, t) \quad (4.2)$$

Une autre propriété thermique importante est la diffusivité thermique définie comme :

$$\alpha = \frac{\kappa}{\rho c_p} \quad (4.3)$$

où α est la diffusivité thermique (en m^2s^{-1}). Cette quantité est appelée par James Clerk Maxwell conductivité thermométrique puisqu'elle mesure le changement de température qui devrait être produit dans un volume unitaire du matériau par la quantité de chaleur qui s'écoule par unité de temps à travers la surface du matériau [21]. La diffusivité thermique est un paramètre thermique important, et pour les matériaux homogènes, elle remplacera les deux paramètres thermiques de l'équation (4.2). Les microfissures et les impuretés sont des barrières thermiques qui donnent des valeurs de diffusivité non uniformes. Ainsi, la mesure de la diffusivité thermique peut être utilisée comme une technique de caractérisation structurelle efficace [22].

Dans notre expérience, une source de chaleur est utilisée pour chauffer l'échantillon et nous ajoutons à l'équation de la chaleur un terme associé à la source de chaleur.

$$\nabla^2 T(x, t) - \frac{\rho c_p}{\kappa} \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = -\frac{A(x, t)}{\kappa} \quad (4.4)$$

Ici, $A(x, t)$ est la quantité totale de chaleur déposée par unité de temps par unité de volume par la source de chaleur. Si nous avons une source de chaleur périodique de fréquence angulaire ω , $A(x, t)$ aura la forme suivante :

$$A(x, t) = A(x)e^{-i\omega t} \quad (4.5)$$

Si la température a également la même forme que (4.5), l'équation (4.4) sera :

$$\kappa \nabla^2 T(x) + \kappa q^2 T(x) = -A(x) \quad (4.6)$$

où q est le nombre d'onde thermique complexe donné par [23]

$$q = \sqrt{\frac{i\omega\rho c_p}{\kappa}} = (1+i)\sqrt{\frac{\omega\rho c_p}{2\kappa}}. \quad (4.7)$$

L'apparition des "ondes thermiques" provient de l'équation (4.4) en raison de l'équivalence avec l'équation de Helmholtz pour le mouvement des ondes, ce qui donne une solution semblable à une onde [[21],[23]]. Le nombre d'ondes q ayant des parties réelles et imaginaires, la solution de l'équation devrait s'atténuer d'un facteur $1/e$ après avoir parcouru une distance appelée "longueur de diffusion thermique" défini par

$$L_{th} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\omega\rho c_p}}. \quad (4.8)$$

Considérons une source de chaleur appliquée à un matériau avec des impulsions de fréquences variables, l'équation (4.8) nous dit que si nous augmentons la fréquence, la chaleur parcourra une plus petite distance dans le matériau. La profondeur de pénétration des ondes thermiques peut être modifiée en fonction de la fréquence. Elle varie habituellement de l'ordre du micromètre au millimètre en fonction du type du matériau et de la fréquence. Alors, l'épaisseur de l'échantillon chauffée peut être contrôlée avec la fréquence de modulation du laser chauffant, ce qui fait de l'effet mirage une méthode efficace et précieuse pour le profilage en profondeur.

La longueur d'onde d'une onde thermique est donnée par

$$\lambda_{thermal} = 2\pi L_{th} \quad (4.9)$$

L'amplitude de l'onde thermique diminue d'un facteur $e^{-2\pi} \approx 1/500$ après avoir parcouru une longueur d'onde. Pour un cas 1D, où la référence est prise à $x = 0$, en utilisant l'équation (4.6), la température T trouvée est :

$$T(x, t) = T_0 e^{i(qx - \omega t)} \quad (4.10)$$

T_0 est l'amplitude de l'onde thermique dans la limite $x \rightarrow 0$. Un graphique de la partie réelle de $T(x, t)/T_0$ en fonction de la distance x en termes de longueur de diffusion thermique est montré sur la Figure 4.1. La déviation d'une forme sinusoïdale est le résultat d'un amortissement.

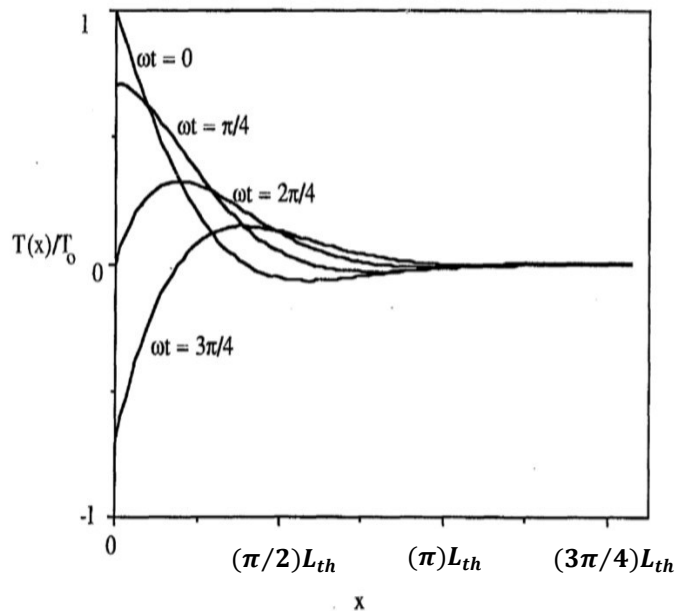


Figure 4.1 : Distribution spatiale de la température en fonction de la distance au point source pour un flux de chaleur unidimensionnel [22].

4.1.1.2 Description théorique de l'expérience d'effet mirage avec distribution de température isotrope et homogène dans l'échantillon mesuré

L'expérience basée sur l'effet mirage est normalement utilisée pour mesurer les propriétés thermiques d'un matériau uniforme tel qu'un substrat en métal ou semi-conducteur, des films minces et des super-réseaux. La détermination de la longueur d'onde thermique dans l'équation (4.9) en fonction de la fréquence est utile car la pente du tracé de cette longueur d'onde par rapport à l'inverse de la racine carrée de la fréquence donne la diffusivité thermique α du matériau. La théorie de l'effet de mirage décrit précisément le processus.

Le concept principal de l'expérience est la détection d'ondes thermiques dans les solides où la distribution de température crée un gradient de température qui conduit à un gradient d'indice de réfraction dans le gaz au-dessus de l'échantillon. Cependant, la capacité thermique de l'air est très faible par rapport à celle du solide mesuré. Ainsi la distribution de la température dans l'air à une distance très proche de la surface de l'échantillon est déterminée par la distribution de la température dans le solide. La distribution de température dans le solide peut être détectée par un second faisceau laser, appelé faisceau de sonde, dirigé le long de la surface de l'échantillon près du point de chauffage qui génère des ondes thermiques (voir la Figure 4.2 et la Figure 4.3).

L'angle de déviation du faisceau de sonde par effet mirage est très petit, typiquement inférieur au milli-radian. Le trajet du faisceau de sonde peut ainsi être considéré comme une ligne droite à

travers la surface [23]. Cette approximation très justifiée nous permet d'écrire la formule suivante pour le vecteur décrivant la déviation du faisceau de sonde [[24]–[26]] :

$$M = - \int \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \nabla T_g(r) \times dr. \quad (4.11)$$

Le vecteur M est souvent appelé le vecteur de déviation angulaire du faisceau sonde. Cette formule exprime l'angle de déviation en termes d'intégrale du changement fractionnaire de l'indice de réfraction et de la température de l'air. Puisque la variation de température attendue est assez faible, il est raisonnable de supposer que le rapport $\frac{1}{n} \frac{dn}{dT}$ sera essentiellement constant sur le trajet des ondes thermiques. Typiquement, $\frac{dn}{dT}$ est de $10^{-4}/^{\circ}\text{C}$ pour les liquides et de $10^{-5}/^{\circ}\text{C}$ pour les solides [25]. De plus, la déviation angulaire est faible, de sorte que la direction du trajet du faisceau dr peut être considérée comme constante, par exemple dans la direction y (voir la Figure 4.2), et que la déviation puisse être écrite avec un degré de précision élevé, comme suit

$$M = - \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \nabla \bar{T}_g(x, z) \times \hat{y} \quad (4.12)$$

où la barre indique une moyenne sur la coordonnée y . La moyenne réduit le problème à un problème à deux dimensions. L'important est de trouver la répartition de la température dans le matériau en fonction de sa diffusivité thermique, ce qui nous aidera dans le calcul du vecteur de la déviation angulaire, et par la suite à trouver la diffusivité thermique du matériau mesuré.

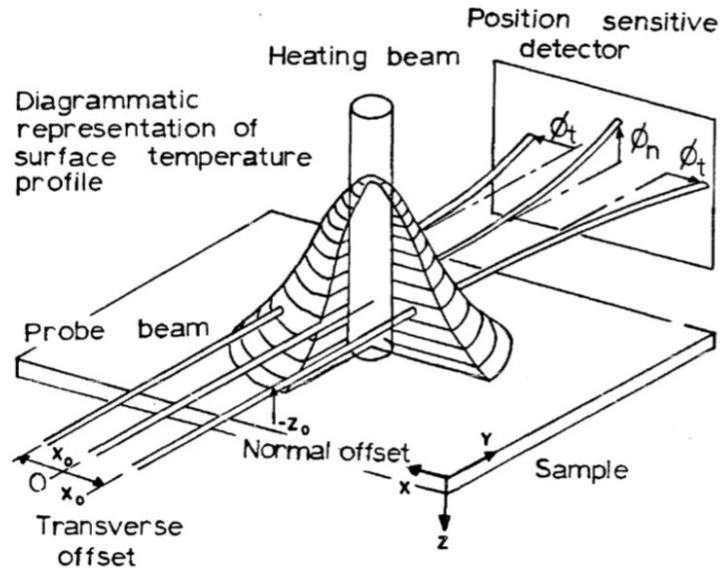


Figure 4.2 : Illustration de l'effet mirage [22].

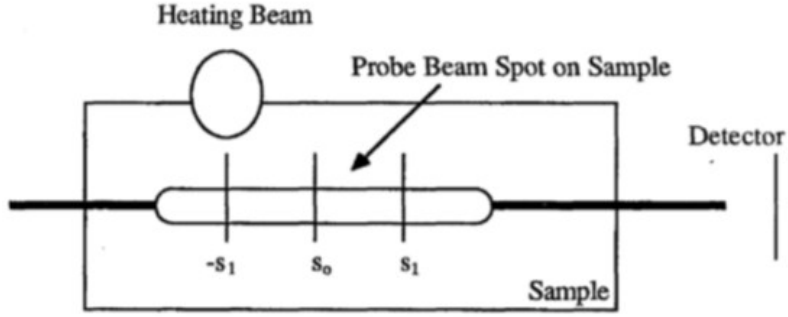


Figure 4.3 : Vue de dessus de l'échantillon montrant le faisceau sonde et plusieurs positions sur l'axe du faisceau sonde. Dans le diagramme, le faisceau de chauffage se déplace perpendiculairement au faisceau sonde suivant une ligne droite passant par la position $-s_1$ [22].

- **Matériaux massifs**

La température qui apparaît dans l'équation (4.12) est la température du milieu au-dessus de l'échantillon qui est généralement l'air. Donc, le problème d'onde thermique qui doit être résolu est un problème à deux milieux : le premier est l'air au-dessus de l'échantillon. Les paramètres de l'air seront indiqués par l'indice g (pour gaz). Le second milieu est l'échantillon. Les paramètres de l'échantillon seront indiqués par l'indice s . On considère que l'air occupe la région $z < 0$ et l'échantillon la région $z \geq 0$.

L'équation d'onde qui doit être résolue peut alors être écrite comme

$$\nabla \cdot [\kappa_g \nabla \bar{T}_g(x, z)] + \kappa_g q_g^2 \bar{T}_g(x, z) = 0; z < 0, \text{ (dans l'air)} \quad (4.13)$$

et

$$\nabla \cdot [\kappa_s \nabla \bar{T}_s(x, z)] + \kappa_s q_s^2 \bar{T}_s(x, z) = -\delta(x)\delta(z); z \geq 0, \text{ (dans le solide)}. \quad (4.14)$$

Nous avons supposé que le faisceau de chauffage est une source ponctuelle localisée à $x = 0$ et $z = 0$. Ces équations sont plus faciles à résoudre en écrivant la température $\bar{T}(x, z)$, comme une transformée de Fourier en x ,

$$\bar{T}(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} dk e^{ikx} t(k, z) \quad (4.15)$$

Les équations (4.13) et (4.14) deviennent alors,

$$\frac{\partial}{\partial z} \cdot \left[\kappa_g \frac{\partial}{\partial z} t_g(k, z) \right] + \kappa_g k_g^2 t_g(k, z) = 0 \quad (4.16)$$

et

$$\frac{\partial}{\partial z} \cdot \left[\kappa_s \frac{\partial}{\partial z} t_s(k, z) \right] + \kappa_s k_s^2 t_s(k, z) = -\frac{1}{2\pi} \delta(z) \quad (4.17)$$

où

$$k_g = (q_g^2 - k^2)^{1/2} \quad (4.18)$$

et

$$k_s = (q_s^2 - k^2)^{1/2} \quad (4.19)$$

Puisque la seule source est située à $z = 0$, les ondes thermiques doivent se propager à partir de ce plan, c'est-à-dire dans la direction z négative pour $z < 0$ et dans la direction z positive pour $z > 0$. Ainsi, elles peuvent être écrites comme :

$$t_g(k, z) = C_g e^{-ik_g z} \quad (4.20)$$

et

$$t_s(k, z) = C_s e^{ik_s z} \quad (4.21)$$

Les conditions aux limites à appliquer à ces ondes sont la continuité de la température dans le plan $z = 0$,

$$C_g = C_s \quad (4.22)$$

et la discontinuité du flux thermique qui correspond à l'intensité de la source dans l'équation (4.17) sur le même plan (car la méthode utilisé est transitoire, c.à.d. l'échantillon est pompé avec une laser pulsé périodiquement),

$$i\kappa_s k_s C_s + i\kappa_g k_g C_g = -\frac{1}{2\pi}. \quad (4.23)$$

Ces équations peuvent être résolues pour la constante C_g ,

$$C_g = \frac{i}{2\pi(\kappa_s k_s + \kappa_g k_g)}. \quad (4.24)$$

Le signal qui origine de la déviation du faisceau de sonde peut être obtenu en combinant les équations (4.12), (4.15), (4.20), (4.24). On trouve

$$M = \frac{i}{2\pi} \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \hat{y} \times \nabla \int_{-\infty}^{+\infty} dk \frac{e^{i(kx - k_g z)}}{(\kappa_s k_s + \kappa_g k_g)}. \quad (4.25)$$

L'équation (4.25) décrit le signal obtenu pour un faisceau de sonde infiniment étroit passant parallèle à la surface. Le paramètre h présente la distance entre le faisceau de sonde et la surface et le variable x présente la distance entre le point de chauffage et la projection du faisceau sonde sur la surface. Cependant, dans le travail expérimental, le rayon du faisceau sonde et celui du faisceau chauffant ne sont pas infinitésimaux, ce qui altère la formule du vecteur M . Nous devons donc écrire une expression théorique décrivant les expériences réelles dans lesquelles ces deux faisceaux ont des rayons finis. Par conséquent, nous supposons que les deux faisceaux sont orthogonaux et ont des profils gaussiens avec R_1 et R_2 représentant les rayons du faisceau de chauffage et du faisceau sonde respectivement.

A une dimension, une distribution gaussienne est de la forme :

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi R^2}} e^{-(x-x_c)^2/R^2} \quad (4.26)$$

où x_c est le centre du faisceau et R est le $1/e$ du rayon. Alors, l'équation (4.25) sera multipliée de manière appropriée par l'équation (4.26) avec les considérations suivantes : le centre du faisceau de chauffage, qui était placé à $x = 0$, est maintenant déplacé de x_h ($z_h = 0$, comme avant) ; Le centre du faisceau sonde est placé à $x_c = x_p$ et $z_c = z_p$.

L'équation résultante sera :

$$M = \frac{i}{2\pi} \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \hat{y} \times \nabla \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk}{(\kappa_s k_s + \kappa_g k_g)} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi R_1^2}} \frac{1}{\pi R_2^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dx' dx dz e^{i[k(x-x')-k_g z]} e^{-(x'-x_h)^2/R_1^2} e^{-[(x-x_p)^2+(z-z_p)^2]/R_2^2} \right\} \quad (4.27)$$

L'intégration sur x' prend en considération l'étendue du faisceau de chauffage dans la direction parallèle à l'échantillon. L'intégration sur x et z tient compte de l'étendue du faisceau de sonde dans deux directions respectivement parallèles et perpendiculaires à la surface de l'échantillon. La formule pour le vecteur M devient :

$$M = \frac{i}{2\pi} \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} e^{-q_g^2 R_2^2/4} \hat{y} \times \nabla \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dk e^{ik(x_p-x_h)} e^{-ik_g z_p} e^{-k^2 R_1^2/4}}{(\kappa_s k_s + \kappa_g k_g)}. \quad (4.28)$$

Considérons maintenant que le décalage transversal entre les centres des faisceaux est $x = x_p - x_h$ et que la hauteur du centre du faisceau sonde par rapport à la surface de l'échantillon est $z_p = -h$ (voir la Figure 4.2 et la Figure 4.3), l'expression finale pour les déviations transversales (suivant la direction x) et longitudinales (suivant la direction z) du faisceau de sonde sera

$$M_{trans} = \frac{-1}{\pi} \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} e^{-q_g^2 R_2^2 / 4} \int_0^{\infty} dk \frac{k_g \cos kx e^{ik_g h} e^{-k^2 R_1^2 / 4}}{(\kappa_s k_s + \kappa_g k_g)} \quad (4.29)$$

et

$$M_{long} = \frac{-i}{\pi} \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} e^{-q_g^2 R_2^2 / 4} \int_0^{\infty} dk \frac{k \sin kx e^{ik_g h} e^{-k^2 R_1^2 / 4}}{(\kappa_s k_s + \kappa_g k_g)}. \quad (4.30)$$

Dans ces expressions, nous avons utilisé la symétrie de l'intégrale pour exprimer les déviations comme des intégrales de zéro à l'infini avec des fonctions trigonométriques dans x , plutôt que de moins l'infini à l'infini avec des fonctions exponentielles. Les équations (4.29) et (4.30) montrent clairement que la déflexion longitudinale du faisceau sonde illustrée dans la Figure 4.4 est une fonction paire du décalage horizontal, x , entre les faisceaux de chauffage et sonde, et que la déflexion transversale illustrée dans la Figure 4.5 est une fonction impaire du décalage x . La technique de mesure de la diffusivité thermique consiste à mesurer M_{trans} en fonction de la distance de décalage x , dans la limite de très petites valeurs pour h [[27]–[29]]. La dépendance de M_{trans} à la diffusivité thermique de l'échantillon est dans la quantité k_s qui apparaît dans le dénominateur de l'intégrand et qui a été définie dans l'équation (4.19).

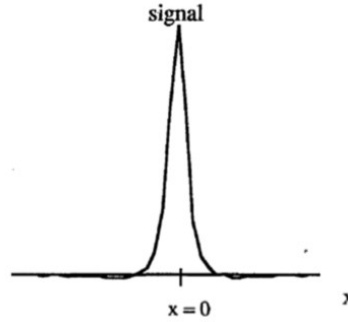


Figure 4.4 : La partie réelle de la déflexion longitudinale par rapport à la distance entre le faisceau de chauffage et le faisceau sonde (x) [22].

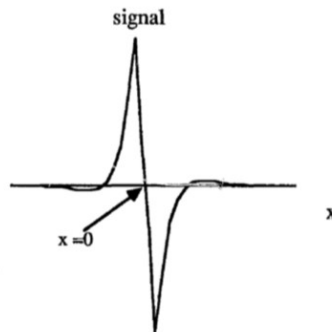


Figure 4.5 : La partie réelle de la déviation transversale par rapport à la distance entre le faisceau de chauffage et le faisceau sonde (x) [22].

Des exemples de courbes de la partie réelle de la fonction M_{trans} par rapport au décalage x , pour une petite valeur de R_1 , sont illustrés dans la Figure 4.6. L'antisymétrie de la fonction est assez évidente, tout comme le fait qu'elle représente une onde très fortement amortie. Les deux points sur lesquels cette fonction s'annule de chaque côté du zéro central, présentent un intérêt particulier. Puisque la partie réelle de la fonction s'estompe, la fonction est purement imaginaire, ce qui correspond aux valeurs de phase $\pm \frac{\pi}{2}$. Une analyse numérique montre que la distance x_0 , entre les deux points de phase de quatre-vingt-dix degrés de chaque côté de l'origine est donnée par [29] :

$$x_0 = d_h + \sqrt{1.4\pi\alpha/f} \quad (4.31)$$

où d_h est une distance de l'ordre du diamètre du faisceau de chauffage et f est la fréquence ($f = \omega/2\pi$). Ainsi, un graphique de x_0 par rapport à l'inverse de la racine carrée de la fréquence devrait avoir une pente donnée par $\sqrt{1.4\pi\alpha}$ et une intersection qui dépend de la taille du faisceau de chauffage. Un graphique théorique et expérimental de ce type pour le chrome est présenté dans la Figure 4.7. Lors des mesures expérimentales, il est primordial d'utiliser la partie basse fréquence de cette courbe pour calculer la pente. En effet, nous avons supposé que la hauteur du faisceau de sonde, h , est faible ("faible" dans ce cas signifie par rapport à la longueur d'onde thermique dans l'air). La longueur d'onde thermique augmente avec la diminution de la fréquence et la hauteur effective du faisceau, ce qui rendant notre hypothèse plus admissible. Les parties haute fréquence des courbes théoriques et expérimentales montrent un écart par rapport à la linéarité associée à la hauteur finie du faisceau et aux propriétés du gaz.

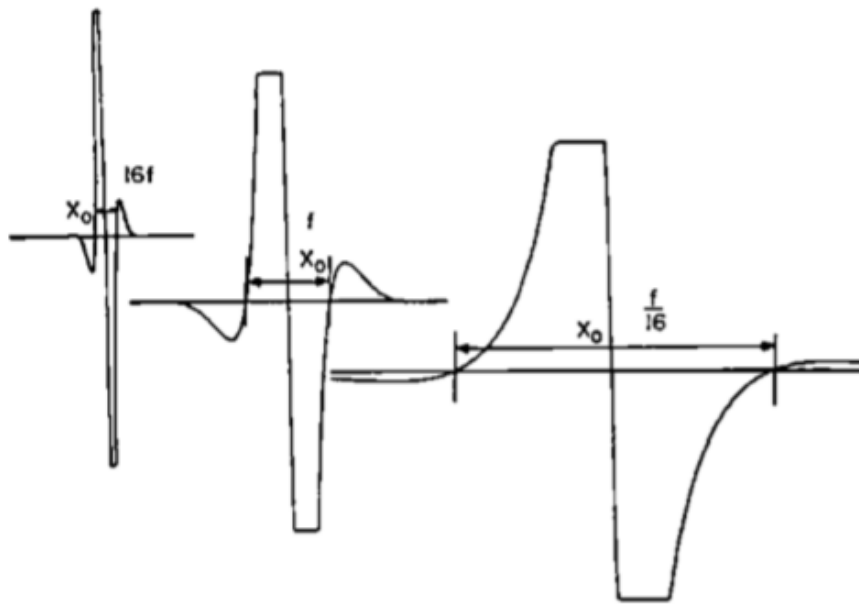


Figure 4.6 : Tracés de la partie réelle de M_{trans} dans l'équation (4.29) en fonction de la distance entre le faisceau de chauffage et le faisceau sonde (x) pour trois fréquences différentes [28].

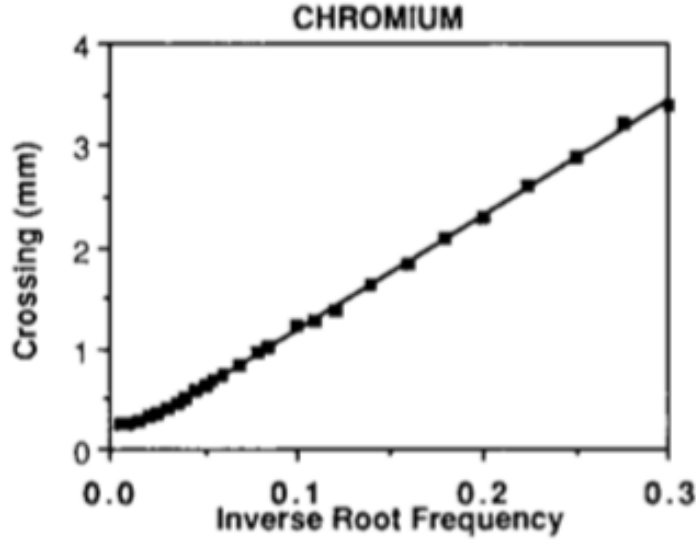


Figure 4.7 : Tracés expérimentaux (carrés) et théoriques (linéaires) de x_0 par rapport à l'inverse de la racine carrée de la fréquence pour un monocristal pur de chrome [29].

- *Matériaux en couches*

La méthode utilisée pour mesurer la diffusivité thermique peut également être appliquée aux structures en couches. Elle sera illustrée ici en considérant un matériau avec une couche ou un oxyde sur sa surface. La description théorique de l'effet mirage pour un matériau avec une couche est identique à celle du matériau massif ci-dessus. De nouveau, nous laisserons l'indice "g" pour indiquer les paramètres du gaz au-dessus de la surface, mais nous utiliserons l'indice "j" pour indiquer les paramètres des matériaux en couches plutôt que le matériau massif (substrat) situé en dessous. Nous pouvons décrire les matériaux en couches en ajoutant simplement plus d'équations à l'équation (4.13) comme

$$\nabla \cdot [\kappa_j \nabla \bar{T}_j(x, z)] + \kappa_j q_j^2 \bar{T}_j(x, z) = -\delta(x)\delta(z) \quad (4.32)$$

où nous utilisons la transformée de Fourier

$$\bar{T}_j(x, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} dk e^{ikx} t_j(k, z). \quad (4.33)$$

Cela satisfait l'équation différentielle :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\kappa_j \frac{\partial}{\partial z} t_j(k, z) \right] + \kappa_j k_j^2 t_j(k, z) = -\frac{1}{2\pi} \delta(z) \quad (4.34)$$

avec

$$k_j = (q_j^2 - k^2)^{1/2}. \quad (4.35)$$

En considérant l'addition correspondante aux équations (4.13) et (4.16), la solution de l'équation (4.34) prend la forme :

$$t_g(k, z) = C_g e^{-ik_g z}; z < 0 \text{ (gaz)} \quad (4.36)$$

$$t_1(k, z) = C_1 \sinh(O_1 + ik_1 z); 0 < z < a_1 \quad (4.37)$$

$$t_j(k, z) = C_j \sinh(O_j + ik_j(z - a_{j-1})); a_{j-1} < z < a_j, j = 2, 3, \dots \quad (4.38)$$

avec a_j l'épaisseur de la couche j dans la structure. La forme des équations (4.37) et (4.38) a été adoptée pour inclure les ondes se propageant dans les deux sens positifs et négatifs, en raison du fait que l'onde se propageant loin de la source (en $z = 0$) va se diffuser ou se réfléchir sur chacune des frontières entre deux couches adjacentes en $z = a_j$. La constante C_g décrit l'amplitude et la phase des ondes thermiques se propageant dans le gaz. Cette onde est responsable de la déviation du faisceau de sonde qui génère le signal. La constante complexe O_1 décrit l'amplitude et la phase relatives entre le mouvement alternatif des ondes dans la couche 1. Avec une seule source à $z = 0$, cette grandeur décrit la réponse collective de toutes les couches dans la région $z > 0$. En effet, quand on applique les conditions aux limites comme précédemment à $z = 0$, on obtient :

$$C_g = C_1 \sinh(O_1) \quad (4.39)$$

et

$$i\kappa_g k_g C_g + i\kappa_1 k_1 C_1 \cosh(O_1) = -\frac{1}{2\pi} \quad (4.40)$$

La valeur du constante C_g est inéluctable pour décrire la distribution de la température dans le gaz, et par conséquent pour calculer la déviation du faisceau sonde. La combinaison des deux équations (4.39) et (4.40) donnerait

$$C_g = \frac{i}{2\pi(\kappa_1 k_1 \coth(O_1) + \kappa_g k_g)}. \quad (4.41)$$

En appliquant la même méthode adoptée pour les matériaux massifs pour trouver la formule de la déviation transversale et longitudinale on trouve pour la structure à plusieurs couches

$$M_{trans} = \frac{-1}{\pi} \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} e^{-q_g^2 R_2^2 / 4} \int_0^{+\infty} dk \frac{k_g \cos(kx) e^{ik_g h} e^{-k^2 R_1^2 / 4}}{(\kappa_1 k_1 \coth(O_1) + \kappa_g k_g)} \quad (4.42)$$

et

$$M_{long} = \frac{-i}{\pi} \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} e^{-q_g^2 R_2^2 / 4} \int_0^{+\infty} dk \frac{k \sin(kx) e^{ik_g h} e^{-k^2 R_1^2 / 4}}{(\kappa_1 k_1 \coth(O_1) + \kappa_g k_g)}. \quad (4.43)$$

La valeur de O_1 peut être déterminée si la valeur de O_2 est connue et la valeur de O_2 peut-être spécifiée si la valeur de O_3 est établie, et ainsi de suite. Cela résulte du fait que la constante C_j peut être éliminée à partir des conditions aux limites au niveau d'interface entre deux couches successives [29]

$$\tanh[O_j + ik_j(a_j - a_{j-1})] = \frac{\kappa_j k_j}{\kappa_{j+1} k_{j+1}} \tanh(O_{j+1}) \quad (4.44)$$

Dans le cas où l'indice "2" fait référence au substrat que nous considérons comme étant thermiquement épais, nous trouvons que $\tanh(O_2) = 1$ et nous obtenons :

$$O_1 = -ik_1 a_1 + \tanh^{-1}\left(\frac{\kappa_1 k_1}{\kappa_b k_b}\right) \quad (4.45)$$

où l'indice "b" indique le substrat et a_1 est l'épaisseur de la couche. Avec l'expression modifiée qui en résulte, il est possible d'extraire des informations sur le substrat ainsi que sur la couche à partir de tracés expérimentaux de M_{trans} . Mais, cela nécessite plus d'informations que la pente de x_0 par rapport à $f^{-1/2}$. La procédure complète consiste à faire un ajustement multiparamétrique de la partie réelle et de la partie imaginaire de la formule de M_{trans} avec des résultats expérimentaux par rapport à la distance de décalage x . Finalement, il est à signaler qu'il n'est pas nécessaire d'utiliser des fréquences ultra-hautes pour mesurer les propriétés thermiques de couches minces [[23], [29]]. En d'autres termes, il n'est pas nécessaire de générer les ondes thermiques dans chaque couche d'un système à plusieurs couches pour mesurer les propriétés thermiques de chaque couche car la discontinuité du flux thermique à chaque interface est suffisante pour déduire les propriétés thermiques de chaque couche.

4.1.1.3 Modification de la théorie de l'effet mirage pour des matériaux anisotropes

Dans le cas d'un matériau anisotrope (les propriétés thermiques dans la direction parallèle à la surface sont différentes de celles dans la direction perpendiculaire à la surface), l'équation (4.14) prend la forme

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\kappa_{s,x} \frac{\partial \bar{T}_s(x,z)}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\kappa_{s,z} \frac{\partial \bar{T}_s(x,z)}{\partial z} \right] + \kappa_{s,z} q_s^2 \bar{T}_s(x,z) = -\delta(x)\delta(z). \quad (4.46)$$

En utilisant la démarche mathématique comme précédemment, on trouve

$$k_s = \left(q_s^2 - \frac{\alpha_{s,x}}{\alpha_{s,z}} k^2 \right)^{1/2} \quad (4.47)$$

et

$$q_s = (1 + i) \left(\frac{\omega}{2\alpha_{s,z}} \right)^{1/2}. \quad (4.48)$$

En utilisant les équations (4.47) et (4.48) dans les équations (4.29) et (4.30) décrivant la déviation du faisceau sonde, on peut déduire la diffusivité thermique dans la direction parallèle à la surface ($\alpha_{s,x}$) et la diffusivité thermique dans la direction perpendiculaire à la surface ($\alpha_{s,z}$).

4.1.1.4 Aperçu de l'expérience

La technique pompe-sonde avec détection par l'effet mirage utilisée dans cette thèse est schématisée dans la Figure 4.8.

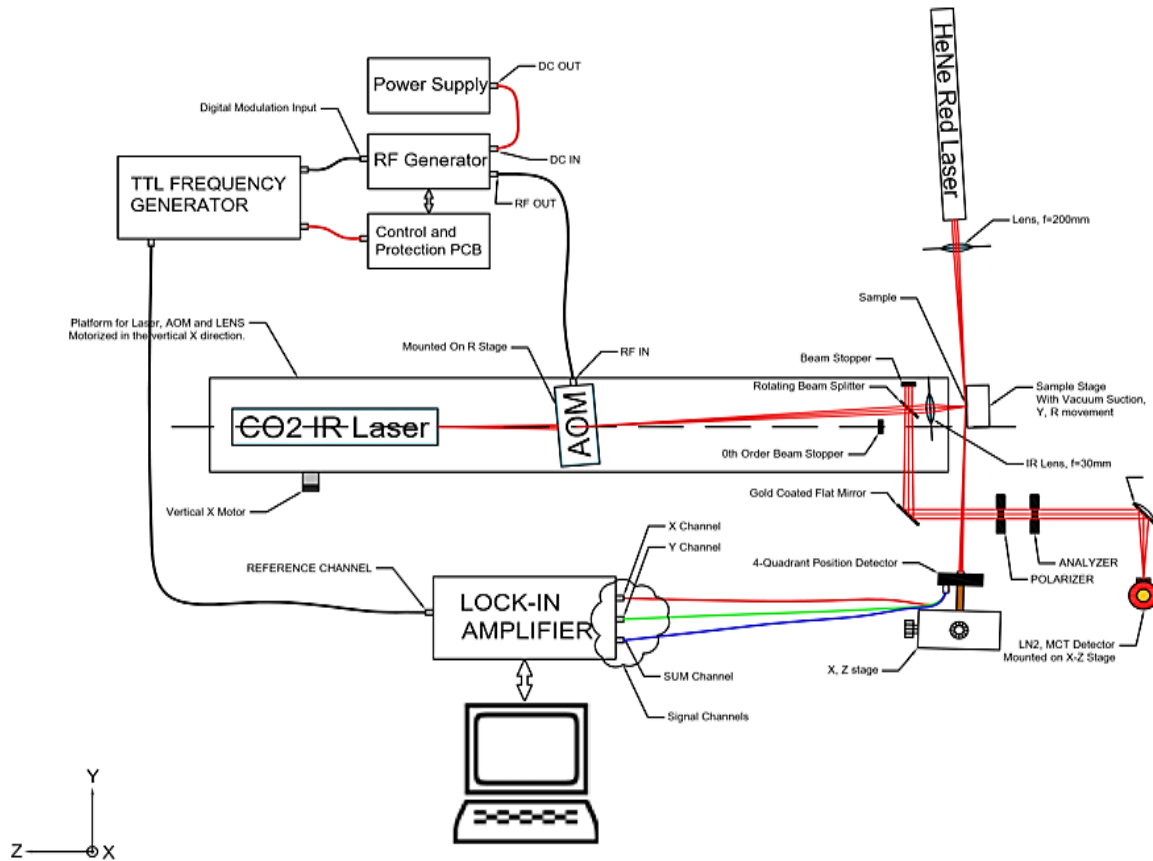


Figure 4.8 : Schéma du dispositif expérimental.

Dans la suite, nous détaillerons les différents éléments de l'expérience et la procédure d'alignement optique.

- **Faisceau de chauffage**

Pour le faisceau de chauffage, nous utilisons un laser infrarouge CO_2 continu, avec une puissance de fonctionnement de 1 watt. La longueur d'onde dépend de la température, et peut être modifiée dans une gamme entre 10.3 et 10.8 μm . Le diamètre du faisceau est de 2.4 mm, l'angle de divergence total est de 5.5 mrad et il est polarisé linéairement dans la direction z. Les mesures sont faites en gardant la température du laser à 81.5 °F. Cette température produit une longueur d'onde de 10.6 μm , comme le montre la Figure 4.9. La stabilisation du laser nécessite 25 minutes. Le bénéfice de l'emploi d'un laser à infrarouge est que la mesure ne sera pas affectée par la rugosité de la surface car la longue longueur d'onde dans l'infrarouge moyen permet un chauffage uniforme même en présence d'une rugosité de l'ordre de quelques centaines de nanomètres. Le laser est connecté à un système de refroidissement à air, comme illustré à la Figure 4.10, pour garantir une haute stabilité de puissance et une longueur d'onde fixe.

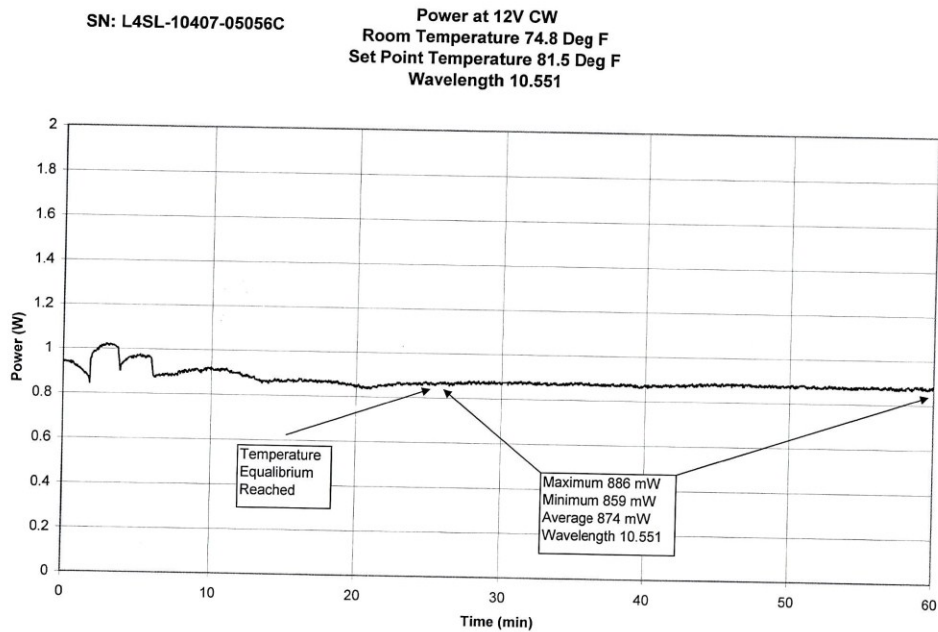


Figure 4.9 : Puissance du laser de chauffage en fonction du temps lorsque le laser est maintenu à 81.5 °F.

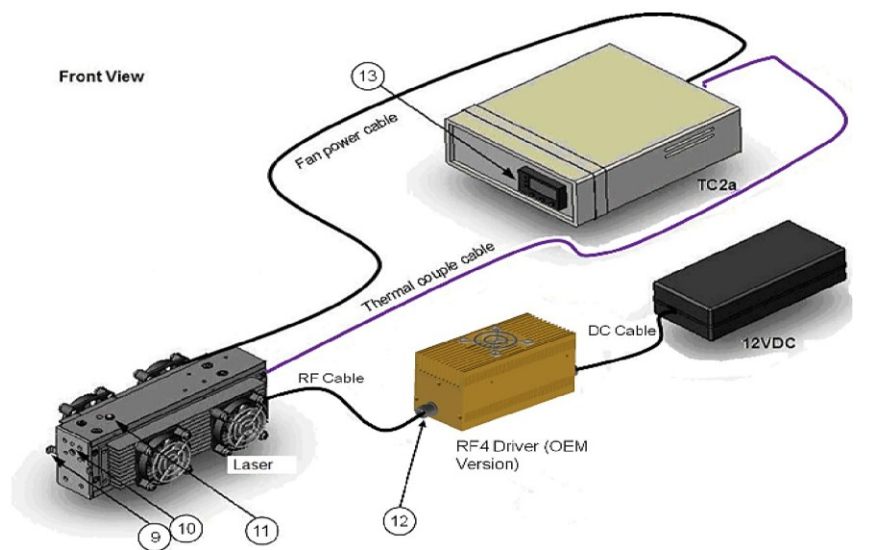


Figure 4.10 : Schéma de la connexion du système laser.

- **Modulation du faisceau de chauffage**

Le laser est en mode continu. Mais, selon la théorie de l'effet mirage, le faisceau de chauffage devrait être modulé avec une fréquence spécifique. Alors, le faisceau laser traverse un AOM

(modulateur acousto-optique) qui permet de contrôler et de moduler l'intensité de la lumière à des fréquences supérieures à 70 KHz. L'AOM peut être optimisé pour un seuil de diffusion faible ou élevé. Le temps de montée, le taux de modulation, le diamètre du faisceau ont été étudiés minutieusement pour identifier les meilleurs AOM et RF (radiofréquence). L'AOM utilise des ondes sonores dans un cristal pour créer un réseau de diffraction. Lorsque la puissance du signal RF appliqué fluctue, la quantité de lumière diffractée varie proportionnellement. Le modulateur peut être utilisé comme un déclencheur (allumer et éteindre la lumière à une fréquence définie) ou comme une valeur d'atténuation variable (contrôle dynamique de la lumière transmise). Le facteur primordial dans la sélection d'un modulateur est la vitesse requise. Cela influe sur le choix du matériau, la conception du modulateur et la RF à utiliser. La vitesse d'un modulateur est décrite par le temps de montée, qui détermine la rapidité avec laquelle le modulateur peut répondre au RF appliqué, et limite le taux de modulation. Le temps de montée est proportionnel au temps nécessaire à l'onde acoustique pour traverser le faisceau optique. Ce qui implique qu'il est influencé par le diamètre du faisceau dans le modulateur. Les spécifications de l'AOM utilisées sont : longueur d'onde $10.6 \mu m$, polarisation horizontale et ouverture numérique allant jusqu'à $9.6 mm$, ce qui convient au faisceau laser de chauffage. L'AOM et son générateur RF sont refroidis en permanence par un refroidisseur afin de maintenir la température autour de $19 \text{ }^\circ\text{C}$. Nous avons deux faisceaux diffractants issus de l'AOM, le zéro et le premier ordre. Le faisceau d'ordre zéro est un faisceau modulé entre $700 mW$ et $100 mW$. Si on chauffe avec le faisceau d'ordre zéro, la surface ne revient pas à sa température initiale entre deux pulse successifs, ce qui contredit la procédure de nos mesure et par conséquent ce faisceau ne peut pas être utilisé dans nos mesures. Le faisceau de premier ordre est modulé entre $700 mW$ et $0 mW$, ce qui est convenable pour nos mesures. L'AOM est monté sur une platine pour un alignement spécifique où nous maximisons le premier ordre en mesurant l'intensité à l'aide d'un compteur de puissance infrarouge. La fréquence est contrôlée par un générateur de fonction d'onde carrée.

- ***Mise au point du faisceau de chauffage***

Après l'AOM, le faisceau de chauffage traverse une lentille convergente dans l'infrarouge de $3 cm$ de distance focale. Pour focaliser le faisceau de chauffage sur la surface de l'échantillon nous mesurons la température du point où le faisceau chauffant tape sur l'échantillon à l'aide d'une caméra infrarouge. Nous cherchons la position pour laquelle la température de ce point est maximale. Cela correspond à une taille de faisceau de chauffage minimum sur la surface de l'échantillon. Le montage de la caméra infrarouge dans l'expérience est montré dans la Figure 4.8. Un polariseur et un analyseur sont placés devant la caméra afin de contrôler la puissance sur la camera et de la maintenir en dessous de $1 mW$. Le signal du détecteur est évalué à l'aide d'une détection synchrone (à l'aide d'un amplificateur « lock-in ») qui mesure uniquement le signal modulé à la fréquence du faisceau de chauffage afin de diminuer les erreurs de mesure des rayonnements infrarouges externes.

- *Faisceau sonde*

Nous utilisons un laser He-Ne comme faisceau de sonde avec une longueur d'onde de 632.8 nm , une puissance de 5 mW , un diamètre de faisceau de 0.81 mm et une divergence de faisceau de 1 mrad .

- *Détection de la déviation du faisceau sonde*

Le faisceau dévié par l'effet mirage est dirigé vers un détecteur de 4-quadrant qui peut être utilisé pour mesurer la déflexion du faisceau de la sonde. L'importance de ce détecteur, comme le montre la Figure 4.11, est qu'il peut mesurer simultanément les déviations longitudinales et transversales du faisceau de la sonde. Le détecteur fonctionne dans la plage de longueur d'onde comprise entre 400 et 1100 nm , et pour un diamètre de faisceau inférieur à 3.9 mm . Le détecteur est monté sur une platine pour l'ajuster au signal minimum avant de chauffer l'échantillon. La Figure 4.12 et la Figure 4.13 montrent le principe du photo-détecteur de 4-quadrant. Le faisceau de la sonde doit être au centre du détecteur avant toute mesure. Lorsque l'obturateur du laser de chauffage est ouvert, le faisceau de la sonde est dévié. Cependant, le signal du détecteur passe à travers un amplificateur « Lock-in » qui est réglé à la fréquence du faisceau de chauffage modulé, comme indiqué sur la Figure 4.12 et la Figure 4.13. Nous observons ici l'importance de la détection synchrone pour réduire le bruit pendant la mesure. Après un certain temps, la déviation du faisceau sonde se stabilise. Le faisceau de chauffage est balayé le long de la surface de l'échantillon dans la direction x puisque nous avons besoin de la déviation par rapport à la distance entre le faisceau de chauffage et le faisceau de la sonde pour évaluer la diffusivité thermique de l'échantillon mesuré. Pour cette raison, le laser, l'AOM et le système de lentilles sont montés sur une même platine mobile avec une marge d'incertitude sur le déplacement d'environ $1\text{ }\mu\text{m}$, pour balayer l'échantillon dans la direction x .

4 Quadrant Photodetector

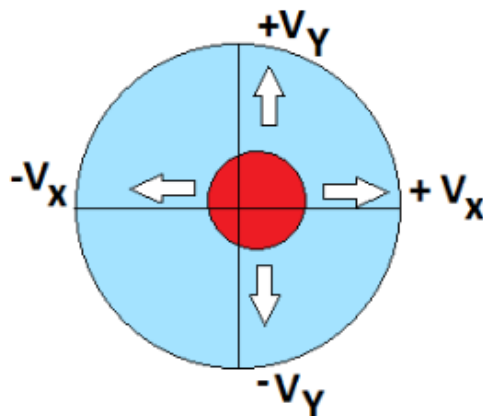


Figure 4.11 : Détecteur à 4 quadrants.

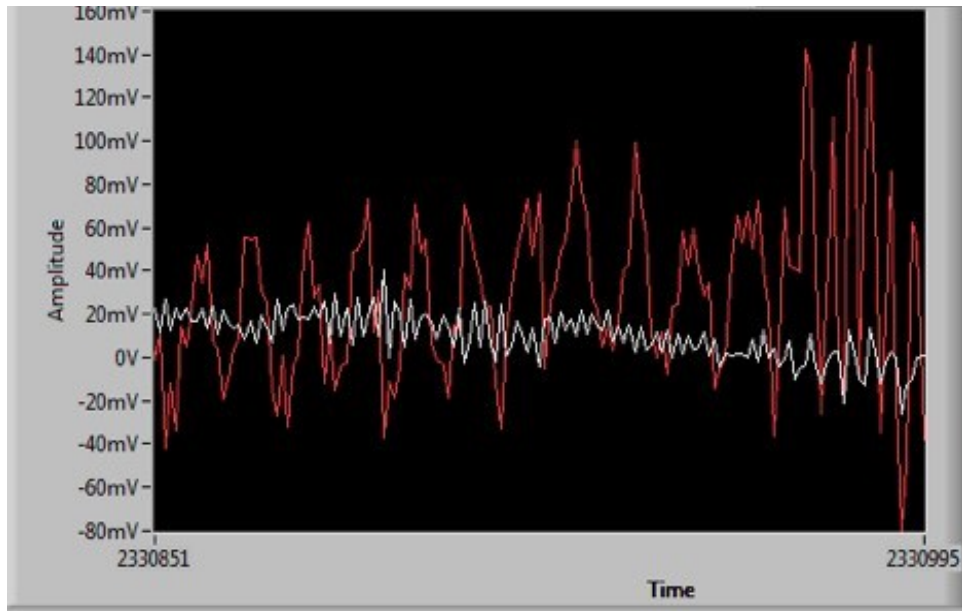


Figure 4.12 : Le graphique montre le signal avant de passer à l'amplificateur et la détection synchrone.

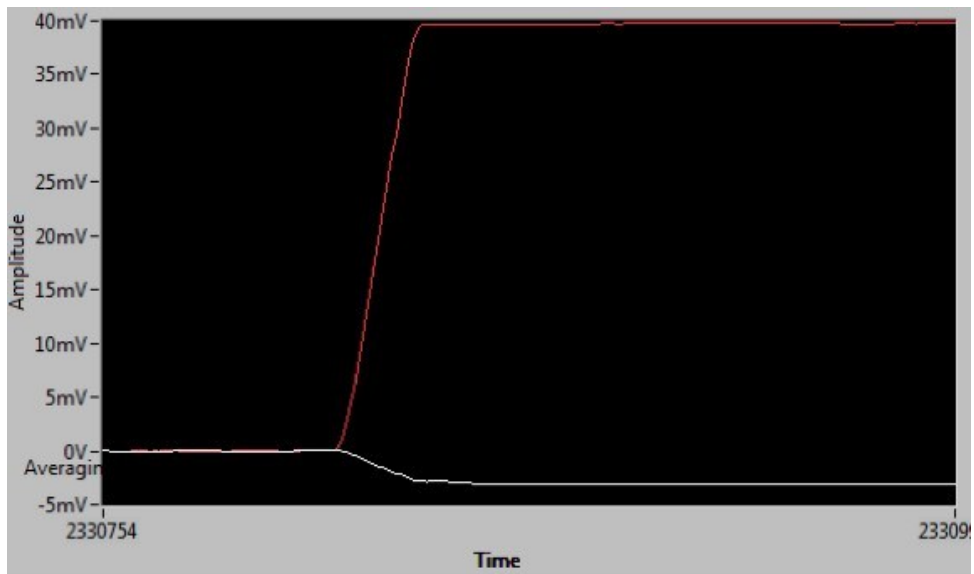


Figure 4.13 : Le graphique montre le signal après son passage dans le lock-in.

Dans la suite de ce chapitre nous présentons les techniques expérimentales utilisées pour évaluer le transport d'énergie par un gaz d'électrons bidimensionnel confiné dans un puits quantique.

4.1.2 Mesure calorimétrique par un système de mesure des propriétés physiques (PPMS)

Le système Dynacool pour la mesure des propriétés physiques (PPMS) développé par Quantum Design peut mesurer plusieurs propriétés physiques telles que la résistivité, la conductivité thermique et la capacité thermique. Ce système est équipé d'un aimant supraconducteur variable qui peut aller jusqu'à 9 T et fonctionne dans une plage de températures allant de 400 K à 1.8 K. Nous avons utilisé le système pour étudier la chaleur spécifique des électrons interfaciaux. À partir de la chaleur spécifique des électrons interfaciaux on a pu déduire leur masse effective qui est un paramètre très important pour évaluer les propriétés de transport de ces électrons.

4.1.2.1 Panorama général des méthodes de mesure de la chaleur spécifique

Pour mesurer la chaleur spécifique du matériau, différentes méthodes de mesure peuvent être utilisées. On commence par le processus adiabatique ($Q=0$) le plus classique qui définit la capacité thermique par $c_p = dQ/dT$. En appliquant une impulsion d'énergie thermique (dQ) sur l'échantillon et en enregistrant le changement de température (dT), la chaleur spécifique peut être déterminée expérimentalement. Cependant, cette méthode exige une grande taille pour l'échantillon (~ 10 g) pour minimiser la quantité de fuite de chaleur. Elle exige aussi un interrupteur mécanique ou supraconducteur pour établir un contact thermique entre l'échantillon et l'environnement (souvent le bain de liquide d'hélium) [30]. De plus, la sensibilité de cette technique n'est pas assez bonne pour détecter de petits changements dans la chaleur spécifique [31].

La méthode AC de Sullivan et Seidel a vu le jour pour mesurer la chaleur spécifique de petits échantillons (1 – 100 mg) [32]. Dans cette technique, l'échantillon et le réservoir de chaleur sont couplés thermiquement, tandis qu'une impulsion de chaleur avec une fréquence connue est appliquée à l'échantillon. La température mesurée est alors inversement proportionnelle à la chaleur spécifique de l'échantillon. Bien que cette méthode soit meilleure que la méthode adiabatique pour mesurer de petits changements dans la chaleur spécifique ($\Delta c \approx 0.04\%$), elle n'est pas plus précise que la méthode adiabatique pour mesurer la chaleur spécifique absolue ($\Delta c \approx 8\%$) [30].

La technique de relaxation développée par Bachmann et al [33] couramment utilisée pour mesurer la capacité thermique des petits échantillons est une technique qui combine une meilleure précision de mesure avec des méthodes d'analyse puissantes. En résolvant les équations de flux de chaleur avec les conditions aux limites correspondantes, la chaleur spécifique se révèle être proportionnelle à la constante de relaxation donnée par la courbe décrivant la variation de la température.

La technique de relaxation utilisée dans cette thèse est développée par Huang et al. [34]. Elle est une extension de la méthode de Bachmann et al. Elle prend en compte le flux thermique entre l'échantillon et la plateforme suivant le modèle présenté dans la suite de cette section.

4.1.2.2 Modèle thermique

Pour analyser la réponse thermique du calorimètre, nous avons utilisé un modèle thermique, le modèle thermique basé sur deux temps de relaxation. Dans la suite de cette section, nous présentons un modèle simple applicable dans des cas idéaux et ensuite le modèle basé sur deux temps de relaxation pour les cas qui ne satisfont pas les critères pour un contact thermique idéal.

- **Modèle simple**

Le modèle simple basé sur un seul temps de relaxation suppose que l'échantillon et le porte-échantillon (on l'appelle souvent plateforme) sont en bon contact thermique et sont à la même température pendant la mesure (voir la Figure 4.14). Dans ce modèle, la température T de la plateforme d'échantillon en fonction du temps t , est décrite par l'équation suivante qui est basée sur la loi de Fourier de conduction thermique et la loi de conservation de l'énergie [35] :

$$P(t) = c_t \frac{dT_{pl}}{dt} + \kappa_w(T_{pl} - T_0) \quad (4.49)$$

$$c_t \frac{dT_{pl}}{dt} = P(t) - \kappa_w(T_{pl} - T_0) \quad (4.50)$$

où :

c_t est la capacité thermique totale de l'échantillon et plateforme.

κ_w est la conductance thermique des fils ($W \cdot K^{-1}$).

T_{pl} est la température de la plateforme.

T_0 est la température du bain thermique (i.e. dissipateur thermique).

$P(t)$ est la puissance appliquée par le réchauffeur.

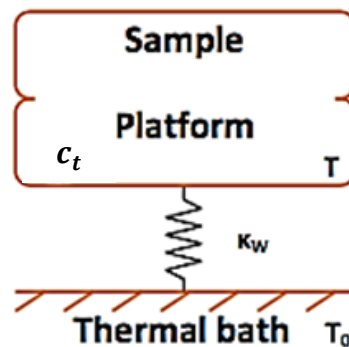


Figure 4.14 : Diagramme de flux de chaleur pour le modèle simple.

Le processus commence par un apport de flux de chaleur généré par le réchauffeur et dirigé vers l'échantillon / plateforme. La puissance P à une amplitude constante pendant la partie de chauffage et égale à zéro pendant la partie de refroidissement. Ensuite, un deuxième flux de chaleur provenant de l'échantillon / plateforme est dirigé vers l'environnement. Ceci est déterminé par la conductivité thermique des fils et la différence de température entre l'échantillon / plateforme et le bain thermique formulée dans le deuxième terme de l'équation (4.50).

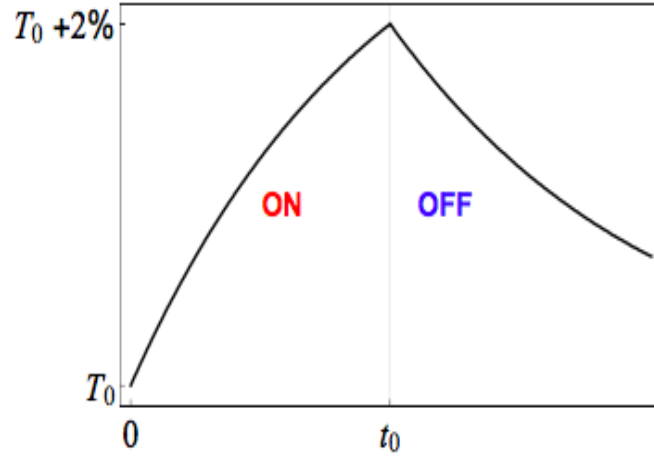


Figure 4.15 : Courbe illustrant la réponse thermique typique lorsque la température de base est T_0 . Le réchauffeur reste allumé jusqu'à ce que la température soit atteinte $T_0 + 2\%$ à l'instant t_0 . La courbe entière est mesurée en 2τ secondes [35].

La solution de l'équation différentielle (4.50) qui peut être résolue pour déterminer $T(t)$ dans la partie chauffage et dans la partie refroidissement de la courbe de réponse thermique du calorimètre (Figure 4.15) est la suivante:

$$T(t) = \begin{cases} P\tau \frac{1 - e^{-\frac{t}{\tau}}}{c_t} + T_0 & 0 < t < t_0 \\ P\tau \frac{\left(1 - e^{-\frac{t_0}{\tau}}\right) e^{-\frac{t-t_0}{\tau}}}{c_t} + T_0 & t > t_0 \end{cases} \quad (4.51)$$

où $\tau = \frac{c_t}{\kappa_w}$ est une constante de relaxation. La courbe $T(t)$ mesurée (Figure 4.15) est ajustée à l'équation (4.51). Les trois variables inconnues (κ_w, c_t, T_0) varient de telle sorte que la somme des différences S entre le T modélisé au temps mesuré t_i et la température T_i mesurée est minimale :

$$S(c_t, \kappa_w, T_0) = \sum_i (T(t_i) - T_i)^2 \quad (4.52)$$

- *Modèle de deux temps de relaxation (deux-taux)*

Dans le cas où le contact thermique entre l'échantillon et la plateforme est faible, et lorsqu'il existe une différence de température entre eux, le modèle simple considérant un seul temps de relaxation ne marche plus. Dans ce cas, le modèle basé sur deux temps de relaxation (Deux-Tau) est nécessaire pour mesurer la capacité thermique (voir les Figures 4.16 et 4.17).

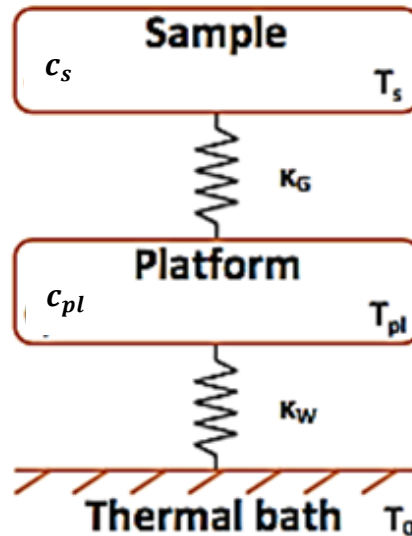


Figure 4.16 : Diagramme de flux de chaleur pour le modèle de Deux-Tau [34].

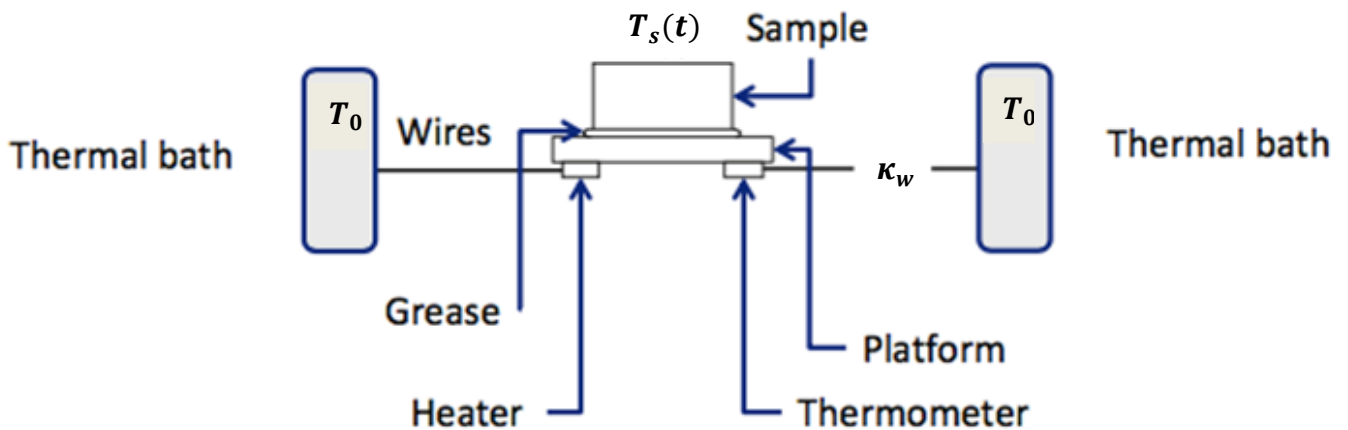


Figure 4.17 : Configuration pour la mesure de chaleur spécifique. L'échantillon est placé avec la colle thermique sur une plateforme. Le réchauffeur et le thermomètre sont connectés sous la plateforme [35].

Le modèle Deux-Tau est exprimé par les équations suivantes [[34],[35]] :

$$P(t) = c_{pl} \frac{dT_{pl}}{dt} + \kappa_w(T_{pl}(t) - T_0) + \kappa_G(T_{pl}(t) - T_s(t)) \quad (4.53)$$

$$0 = c_s \frac{dT_s}{dt} + \kappa_G(T_s(t) - T_{pl}(t)) \quad (4.54)$$

où :

c_{pl} est la capacité thermique de la plateforme.

c_s est la capacité thermique de l'échantillon.

κ_G est la conductivité thermique entre la plateforme et l'échantillon due à la colle thermique

κ_w est la conductivité thermique entre le bain thermique et la plateforme.

$T_{pl}(t)$ est la température de la plateforme.

$T_s(t)$ est la température de l'échantillon.

T_0 est la température du bain thermique.

L'équation (4.53) illustre le flux de chaleur de et vers la plateforme. Les deux flux de chaleur entrant à la plateforme sont les suivants : un flux de grandeur P provient du réchauffeur lorsqu'il est allumé, et l'autre provient de l'échantillon dont la grandeur est déterminée par κ_G . Le dernier terme décrit le flux provient de la plateforme vers le bain thermique et il est déterminée par κ_w . L'équation (4.54) montre le flux de chaleur de et vers l'échantillon. Lorsque le réchauffeur est allumé, il y aura un flux de la plateforme vers l'échantillon et lorsque le réchauffeur est éteint, il y aura un flux de l'échantillon vers la plateforme.

La solution de l'équation (4.53) et (4.54) n'est pas simple et ne peut donc pas être résolue directement comme dans le modèle simple. Une solution de cette équation est présentée au-dessous.

Tout d'abord nous éliminons T_s dans les équations (4.53) et (4.54), afin d'obtenir l'équation suivante

$$\frac{c_s c_{pl}}{\kappa_G} \frac{d^2 T_{pl}}{dt^2} + \left(c_s + c_{pl} + c_s \frac{\kappa_w}{\kappa_G} \right) \frac{dT_{pl}}{dt} + \kappa_w T_{pl} = \frac{c_s}{\kappa_G} \frac{dP(t)}{dt} + P(t) + \kappa_w T_0. \quad (4.55)$$

Soit $T_1(t)$ est la température de la plateforme d'échantillon avant le chauffage ($P(t) = 0$). Dans ce cas l'équation (4.55) serait

$$\frac{c_s c_{pl}}{\kappa_G} \frac{d^2 T_1}{dt^2} + \left(c_s + c_{pl} + c_s \frac{\kappa_w}{\kappa_G} \right) \frac{dT_1}{dt} + \kappa_w T_1 = \kappa_w T_0. \quad (4.56)$$

Si on Soustrait l'équation (4.56) de l'équation (4.55) et redéfinit le changement de température $T(t)$ par $T(t) = T_{pl}(t) - T_1(t)$, on obtient

$$\frac{c_s c_{pl}}{\kappa_G} \frac{d^2 T}{dt^2} + \left(c_s + c_{pl} + c_s \frac{\kappa_w}{\kappa_G} \right) \frac{dT}{dt} + \kappa_w T = \frac{c_s}{\kappa_G} \frac{dP(t)}{dt} + P(t). \quad (4.57)$$

Pour obtenir $T(t)$, on intègre l'équation (4.57). On aura

$$T|_0^t = \frac{\frac{c_s}{\kappa_G} \left(P(t) - c_{pl} \frac{dT}{dt} \Big|_0^t \right)}{\left(c_s + c_{pl} + c_s \frac{\kappa_w}{\kappa_G} \right)} + \frac{\int_0^t P(t) dt'}{\left(c_s + c_{pl} + c_s \frac{\kappa_w}{\kappa_G} \right)} - \frac{\kappa_w \int_0^t T dt'}{\left(c_s + c_{pl} + c_s \frac{\kappa_w}{\kappa_G} \right)} \quad (4.58)$$

Soit :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma(t) = T|_0^t = T(t) - T(0) \\ V(t) = \frac{dT}{dt} \Big|_0^t \\ Q(t) = \int_0^t P(t) dt' \\ S(t) = \int_0^t T dt' \\ H(t) = P(t) - c_{pl} V(t) \end{array} \right. \quad (4.59)$$

Alors, on peut réécrire l'équation (4.58) comme

$$\Gamma(t) = hH(t) + qQ(t) + sS(t) \quad (4.60)$$

où,

$$\left\{ \begin{array}{l} h = \frac{\frac{c_s}{\kappa_G}}{\left(c_s + c_{pl} + c_s \frac{\kappa_w}{\kappa_G} \right)} \\ q = \frac{1}{\left(c_s + c_{pl} + c_s \frac{\kappa_w}{\kappa_G} \right)} \\ s = \frac{-\kappa_w}{\left(c_s + c_{pl} + c_s \frac{\kappa_w}{\kappa_G} \right)} \end{array} \right. , \quad \Rightarrow \quad \left\{ \begin{array}{l} \kappa_w = \frac{-s}{q} \\ \kappa_G = \frac{s}{q} + \frac{1 - qc_{pl}}{h} \\ c_s = \frac{hs}{q^2} + \frac{1}{q} - c_{pl} \end{array} \right. \quad (4.61)$$

Finalement, il est démontré que les deux équations différentielles (4.53) et (4.54) peuvent être converties en trois équations présentées dans l'équation (4.61) avec quatre paramètres inconnus : κ_w , κ_G , c_s et c_{pl} , où c_{pl} est connu d'après la mesure de « l'addenda » (colle thermique plus plateforme) en supposant que $c_s = 0$. Cela est expliquée dans la section 4.1.2.3. En ajustant les trois paramètres aux trois solutions des équations différentielles couplées, on peut donc déterminer la capacité thermique de l'échantillon [34].

4.1.2.3 Aperçu de l'expérience

- **La conception du système Dynacool**

Un schéma du système Dynacool est illustré dans la Figure 4.18. Le refroidisseur fournit une petite quantité de liquide d'hélium et refroidit l'aimant supraconducteur jusqu'à 4 K. La température peut être contrôlée entre 1.8 et 400 K par la combinaison d'un réchauffeur sous la chambre de l'échantillon avec un mélange d'un liquide et gaz d'hélium qui s'écoule du seau à travers l'espace de refroidissement entourant la chambre de l'échantillon. Le système Dynacool fonctionne avec un puck (i.e. porte-échantillon placé au fond de la chambre de l'échantillon). La chambre de l'échantillon est constituée de ce que l'on appelle le puck calorimétrique, qui contient également une plateforme de réchauffeur et une plateforme de thermomètre fixée sur le côté inférieur de la plateforme de l'échantillon. Il convient de noter que pour les mesures de capacité thermique, le puck est placé dans une région isotherme, ce dernier est en cuivre afin de fournir une région thermique uniforme et se trouve dans le fond de la chambre de l'échantillon. Il est aussi important qu'il y ait un transfert de chaleur minimal de l'échantillon vers l'environnement et vice versa. Un thermomètre est connecté au bas de la région isotherme sous le puck, pour la mesure de la température du puck.

Le système est équipé d'une pompe cryogénique, qui peut fournir un vide suffisant dans la chambre de l'échantillon ($< 10^{-6} Torr^2$) de sorte que la conductance thermique entre la plateforme de l'échantillon et le bain thermique est totalement contrôlée par la conductance des fils. Cette option de vide élevé est entièrement intégrée au système. Quand nous commençons à mesurer la chaleur spécifique, la chambre de l'échantillon est automatiquement sous vide jusqu'à moins de 5 Torr à l'aide d'une pompe externe.

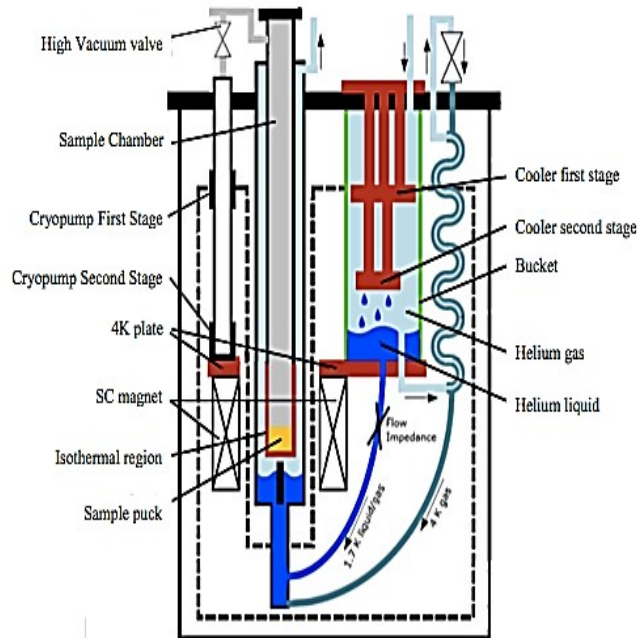


Figure 4.18 : Une image simplifiée du système Dynacool [36].

- *Plateforme utilisée pour la mesure de la chaleur spécifique*

Comme le montre la Figure 4.19, l'échantillon est monté sur une plateforme mince de saphir (Al_2O_3) de $3 * 3 \text{ mm}^2$ qui est intégrée dans le puck ($\varnothing = 2.3 \text{ cm}$), tandis qu'un réchauffeur RuO_2 ($R = 1 - 2 \text{ K}\Omega$) et un thermomètre Lakeshore Cernox ($R = 0.1 - 10 \text{ K}\Omega$) sont montés sur le côté inférieur de la plateforme de l'échantillon. La plateforme est connectée au cadre du puck avec huit fils Au-Pd ($R = 10 \Omega$, $\varnothing = 75 \mu\text{m}$), quatre fils pour le réchauffeur et quatre fils pour le thermomètre. Ces huit fils agissent comme un lien thermique avec le bain thermique. Le courant fourni au thermomètre est $\sim 1 \text{ nA}$ et au réchauffeur est $\sim 10 \text{ nA}$. Les contacts entre le réchauffeur et le thermomètre aux fils sont assurés par une couche d'or évaporée sur la plateforme de saphir.

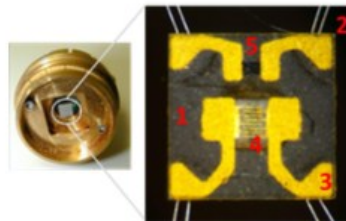


Figure 4.19 : Le puck 1505 (à gauche) et la plateforme (à droite). 1 : La plateforme de saphir, 2 : Les fils Au-Pd, 3 : couche d'or, 4 : Thermomètre, 5 : Réchauffeur [35].

- *Calibration du puck*

La calibration du thermomètre et du réchauffeur du puck est une étape nécessaire avant de mesurer la chaleur spécifique de l'échantillon. Elle se compose de deux parties, Pass 1 et Pass 2. L'objectif est de relier la résistance à la température. Dans le Pass 1, la résistance de la plateforme du thermomètre doit être déterminée, en notant que le thermomètre de référence pour le calibrage est le thermomètre situé au bas du PPMS. Alors que dans le Pass 2, la résistance du réchauffeur est mesurée, ainsi que la conductivité thermique des fils connectés à la plateforme. Un exemple des résultats de calibrage est présenté dans la Figure 4.20. Lors de la transition de la Pass 1 à la Pass 2, la chambre doit être ouverte afin de placer l'ensemble des barrières, comme indiqué dans la Figure 4.21. Afin d'empêcher l'adsorption sur la plateforme de l'échantillon, on utilise du charbon de bois pour favoriser l'adsorption de l'hélium sur la chambre de l'échantillon.

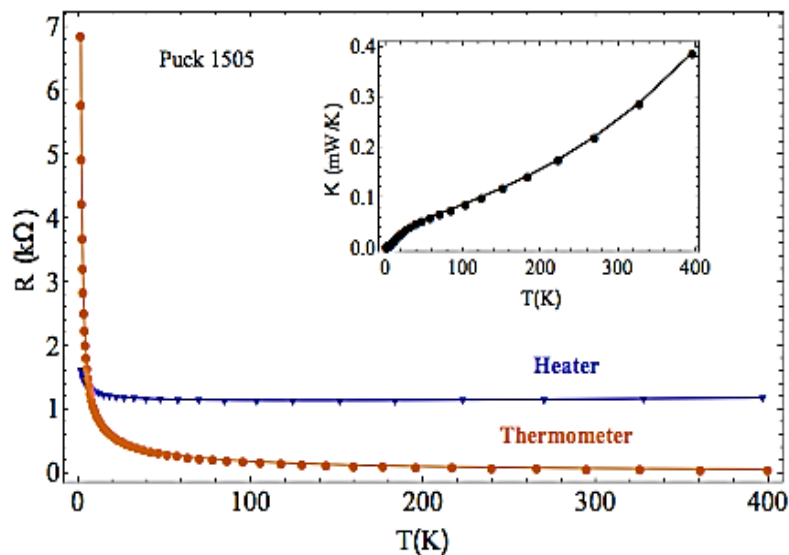


Figure 4.20 : Les résultats de calibrage (Pass 1 et Pass 2) du puck 1505. La résistance du thermomètre (cercles orange) et du réchauffeur (triangles bleus) mesurée pendant le calibrage. Le graphique présenté dans le coin supérieur de la figure montre la conductivité thermique (cercles noirs) des huit fils Au-Pd pendant le calibrage dans Pass 2 [37].

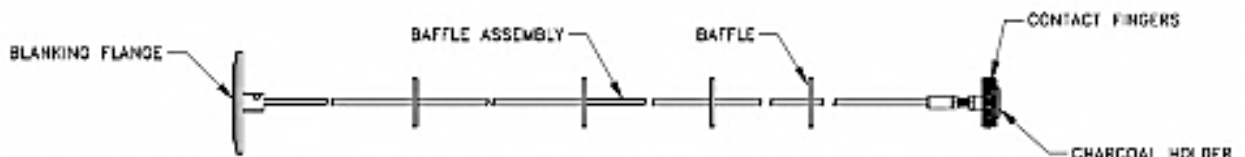


Figure 4.21 : L'ensemble des barrières avec le charbon de bois à la fin. Le support de charbon de bois est placé juste au-dessus du puck [35].

- *La mesure des addenda*

La mesure des addenda consiste à mesurer la chaleur spécifique de la plateforme de l'échantillon plus la colle thermique, avant de monter l'échantillon, dans le but de séparer la contribution de la chaleur spécifique de l'échantillon de la chaleur spécifique totale. La mesure des addenda est soustraite de la capacité thermique totale afin d'obtenir la chaleur spécifique de l'échantillon. Les mesures des addenda sont importantes, parce que les échantillons normalement sont assez petits et typiquement ont une masse de quelques *mg* seulement.

La chaleur spécifique de la colle Apiezon N

Les mesures de la chaleur spécifique pour tous les échantillons ont été effectuées avec une seule mesure d'addenda au lieu de remesurer les addenda avant toute nouvelle mesure. La connaissance de la chaleur spécifique de la colle thermique permet de déterminer sa contribution exacte à la chaleur spécifique. Alors, par notre procédure de mesure nous pouvons faire une estimation de l'erreur dans la détermination de la chaleur spécifique de l'échantillon mesuré. Les résultats des mesures de la chaleur spécifique du puck vide et celle du puck avec une masse connue de la colle thermique sont affichés dans la Figure 4.22. La chaleur spécifique de la colle thermique est obtenue en soustrayant les courbes du 'puck vide' des courbes des 'addenda'. La colle thermique qu'on a utilisée dans tous les mesures est l'Apiezon N. Comme le montre la Figure 4.23, afin d'obtenir la chaleur spécifique moyenne de la colle thermique, quatre mesures différentes ont été faites (Addenda # 1 - Puck # 1, Addenda # 2 - Puck # 1, etc.). La ligne continue dans la Figure 4.23 représente la moyenne et l'incertitude de la moyenne est indiquée par la zone colorée autour de la courbe moyenne. D'autres travaux ont également réussi à déterminer la chaleur spécifique de l'Apiezon N [37], et ces résultats sont illustrés dans la Figure 4.24. La différence entre nos mesures et les mesures antérieures pourrait être dû à un changement dans la composition de la graisse N.

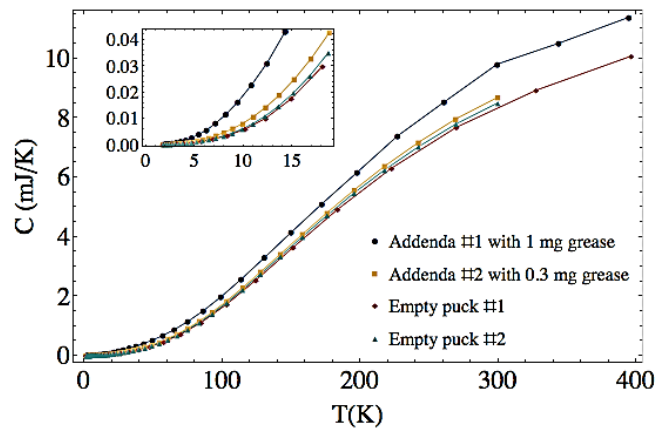


Figure 4.22 : La chaleur spécifique du puck avec 1 *mg* de la colle thermique (cercles bleus) et du puck avec 0.3 *mg* de la colle thermique (carrés jaunes). La chaleur spécifique du puck vide est mesurée deux fois (losanges rouges et triangles verts) [37].

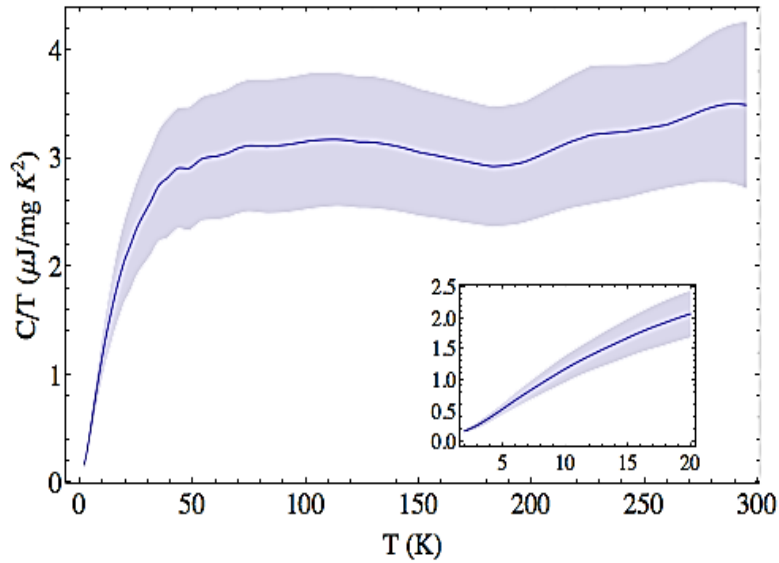


Figure 4.23 : La chaleur spécifique moyenne de la colle Apiezon N (ligne bleue continue) calculée à partir de deux mesures des addenda et de deux mesures du puck vide (quatre combinaisons différentes). L'incertitude de la moyenne est indiquée par la zone colorée autour la courbe moyenne. Le graphique présenté dans le coin inférieur de la figure montre les mesures à basse température [37].

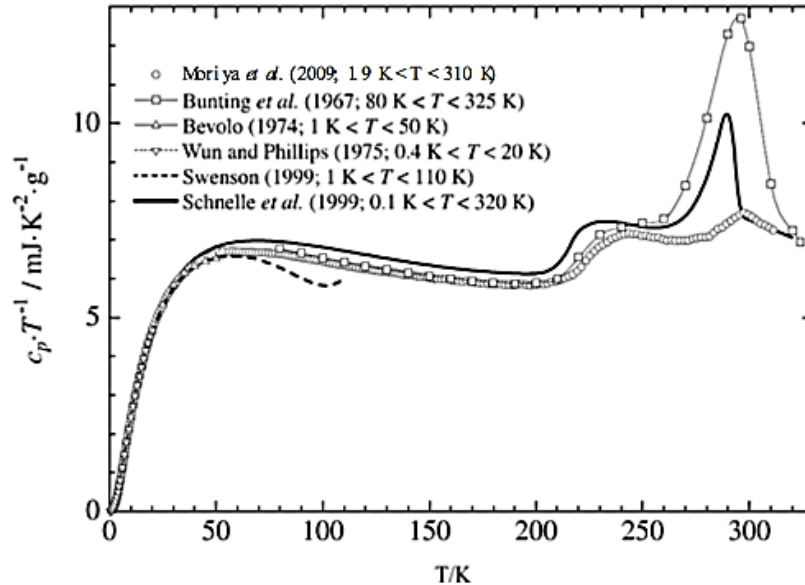


Figure 4.24 : La chaleur spécifique de l'Apiezon N mesurée par plusieurs groupes. L'anomalie autour de 290 K diminue au cours du temps. Toutes les courbes saturent (si l'anomalie est éliminée) autour $c_p/T = 7 \text{ mJ/g K}^2$. La figure prise de Moriya et al [38].

- **Différence entre c_p et c_v**

La chaleur spécifique est mesurée à pression constante. Cependant, il convient de préciser que les relations théoriques pour la chaleur spécifique sont toutes dérivées en considérant un volume constant. Mais, la relation entre la chaleur spécifique à volume constant et la chaleur spécifique à pression constante est donnée par [31].

$$c_p - c_v = \frac{V\beta^2}{\kappa_T} T \quad (4.62)$$

où :

V est le volume molaire de l'échantillon.

$\beta = V^{-1} (\partial V / \partial T)_p$ est le coefficient de dilatation volumique à pression constante.

$\kappa_T = V^{-1} (\partial V / \partial P)_T$ est la compressibilité isotherme.

D'après l'équation (4.62) on remarque que pour des températures plus basses que la température ambiante, la différence entre la chaleur spécifique à volume constant et la chaleur spécifique à pression constante est négligeable [39]. Par exemple pour le matériau UCoGe on estime une différence entre c_p et c_v à 300 K de l'ordre de $46.000 \text{ J/m}^3\text{K} = 1.4 \text{ J/mol.K}$, c.à.d. une différence de l'ordre de 1,9% à 300 K. Cette différence diminue avec la diminution de la température. Ainsi, pour des températures plus basses que la température ambiante on peut analyser les mesures de la chaleur spécifique par des théories établies pour la chaleur spécifique à volume constant.

4.2 Caractérisations électriques

4.2.1 Théorie de l'effet Hall

4.2.1.1 Pour un seul porteur de charge

Nous considérons un semi-conducteur extrinsèque fortement dopé de type n ($n \gg p$: les électrons sont les porteurs de charge dans l'échantillon) comme le montre la Figure 4.25 avec une longueur L dans la direction x , une largeur w dans la direction y et une épaisseur d dans la direction z . Nous considérons aussi un champ électrique appliqué le long de l'axe x positif. Alors le champ électrique est donné par $\vec{E} = E_x \vec{x}$. Nous aurons donc un courant le long de la direction x positive définie par $\vec{I} = I_x \vec{x}$ et les électrons se déplaceront le long de la direction x négative. Maintenant, on considère un champ magnétique $\vec{B} = B_z \vec{z}$ appliqué perpendiculairement au plan du semi-conducteur (dans la direction z positive). Dans ce cas, les électrons dévient vers un côté

du film à cause de la force magnétique $\vec{F}_M = -e\vec{v}_e \times \vec{B}$ créé dans la direction y négative, où $e = 1.6 \times 10^{-19}$ est la charge d'un porteur et \vec{v}_e sa vitesse dans la direction x négative. Le résultat de cette déviation est de provoquer une accumulation des électrons le long d'un côté du semi-conducteur. Cette répartition de charge produit une différence de potentiel entre les deux côtés du semi-conducteur appelé la tension de Hall V_H , ce qui crée un champ électrique transversal \vec{E}_y le long de la direction y négative et crée une force électrique dans la direction y positive, $\vec{F}_{EH} = -e\vec{E}_y$ où $\vec{E}_y = \vec{E}_H$ (champ électrique de Hall). La combinaison de la force électrique et de la force magnétique sur une charge ponctuelle est appelée force de Lorentz $\vec{F} = -e(\vec{E}_y + \vec{v}_e \times \vec{B})$. Cet effet est appelé effet Hall. Il est étudié par Edwin Hall en 1879 pour caractériser les propriétés de transport électriques des métaux et semi-conducteurs.

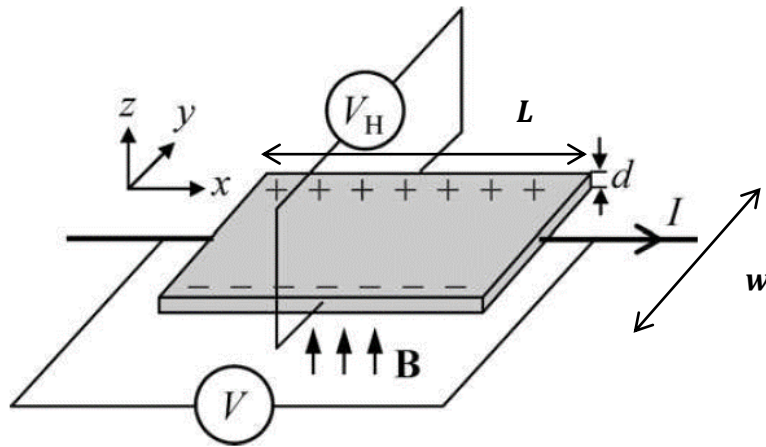


Figure 4.25 : Illustration de l'expérience utilisée pour la mesure de l'effet Hall [[13], p.194].

Lorsque l'état stationnaire est atteint ($\vec{F} = 0$), les forces électriques et magnétiques sur les électrons dans la direction y doivent être équilibrées. Alors, on aura

$$E_y = v_{e,x}B_z. \quad (4.63)$$

Le courant I_x est la densité de courant J_x multiplié par la surface de section transversale du semi-conducteur wd . La densité de courant J_x est la densité de charge $-ne$ fois la vitesse de l'électron $v_{e,x}$, où n est la concentration de l'électron par unité de volume. Autrement dit,

$$I_x = J_x wd = -nev_{e,x}wd \quad (4.64)$$

Dans le cas où le courant est directement proportionnel au champ électrique, on dit que le matériau obéit à la loi d'Ohm, qui peut s'écrire

$$J_x = \sigma E_x \quad (4.65)$$

où, σ est la conductivité électrique du matériau.

La tension de Hall est mesurée expérimentalement et lié au champ de Hall par

$$V_H = \int_0^w E_y dy = E_y w \quad (4.66)$$

Ainsi, à partir des équations (4.63), (4.64) et (4.66), nous obtenons

$$V_H = \left(-\frac{1}{ne}\right) \frac{I_x B_z}{d} \quad (4.67)$$

Le terme entre parenthèses dans l'équation (4.67) est appelé coefficient de Hall :

$$R_{H_e} = \frac{E_y}{J_x B_z} = -\frac{1}{ne} \quad (4.68)$$

La mobilité électrique μ_e est également liée à la vitesse des électrons $v_{e,x}$ par

$$\mu_e = \frac{v_{e,x}}{E_x} = -\frac{J_x}{neE_x} = \frac{1}{B_z} \frac{E_y}{E_x} = \frac{1}{B_z} \frac{L}{w} \frac{V_H}{V} \quad (4.69)$$

où, $E_x = \frac{V}{L}$

À partir de l'équation (4.65), (4.68) et (4.69), μ_e peut être définie par

$$\mu_e = -\frac{\sigma}{ne} = \sigma R_{H_e} \quad (4.70)$$

Lorsque tous les électrons acquièrent la même vitesse $v_{e,x}$, on aura $\mu_{H_e} = \mu_e$ et $n_H = n$, où μ_{H_e} et n_H sont respectivement la mobilité et la concentration de Hall pour les électrons. Donc nous pouvons écrire les équations du σ , μ_{H_e} et n_H comme

$$\rho = \sigma^{-1} = \frac{E_x}{J_x} = \frac{V}{I_x} \frac{wd}{L} \quad (4.71)$$

où, ρ est la résistivité électrique

$$\mu_{H_e} = |\sigma R_{H_e}| = \frac{1}{B_z} \frac{E_y}{E_x} = \frac{1}{B_z} \frac{L}{w} \frac{V_H}{V} \quad (4.72)$$

$$n_H = \frac{1}{|eR_{H_e}|} = \frac{J_x B_z}{eE_y} = \frac{I_x B_z}{eV_H d} \quad (4.73)$$

Si nous considérons le semi-conducteur extrinsèque fortement dopé de type p ($p \gg n$: les trous sont les porteurs de charge dans l'échantillon). Nous trouvons

$$V_H = \left(\frac{1}{pe}\right) \frac{I_x B_z}{d} \quad (4.74)$$

$$R_{Hh} = \frac{1}{pe} \quad (4.75)$$

où, p est la concentration de trous par unité de volume. La mobilité et la concentration des trous seront

$$\mu_{Hh} = |\sigma R_{Hh}| \quad (4.76)$$

et

$$p_H = \frac{1}{|eR_{Hh}|} \quad (4.77)$$

4.2.1.2 Pour deux porteurs de charge

Nous considérons maintenant un semi-conducteur intrinsèque non dopé ($p = n$) et présentons le coefficient de Hall correspondant.

En général, $v_{e,y}$ (vitesse de l'électron dans la direction y) et $v_{h,y}$ (vitesse de trou dans la direction y) ne sont pas nuls. La force de Lorentz $\vec{F} = \pm e(\vec{E}_y + \vec{v} \times \vec{B}) = \frac{m\vec{v}}{\tau}$ dans la direction y est liée aux vitesses des électrons ou des trous par [[13], p.235-236] :

$$-eE_y + ev_{e,x}B_z = \frac{ev_{e,y}}{\mu_e} \quad (4.78)$$

$$eE_y - ev_{h,x}B_z = \frac{ev_{h,y}}{\mu_h} \quad (4.79)$$

avec $\mu_e = -\frac{e\tau_e}{m_e^*}$ et $\mu_h = \frac{e\tau_h}{m_h^*}$ où m_e^* , m_h^* et τ_e , τ_h sont respectivement les masses effectives et les temps de relaxation des électrons et des trous.

La densité de courant totale dans la direction x et y est

$$J_x = -ev_{e,x}n + ev_{h,x}p \quad (4.80)$$

$$J_y = -ev_{e,y}n + ev_{h,y}p = 0. \quad (4.81)$$

On peut réécrire l'équation (4.78) et l'équation (4.79) comme $n\mu_e(E_y - v_{e,x}B_z) = -nv_{e,y}$ et $p\mu_h(E_y - v_{h,x}B_z) = pv_{h,y}$ respectivement puis le remplacer dans l'équation (4.81) pour avoir

$$n\mu_e(E_y - v_{e,x}B_z) + p\mu_h(E_y - v_{h,x}B_z) = 0 \quad (4.82)$$

Et ensuite

$$\frac{E_y}{B_z} = \frac{n\mu_e v_{e,x} + p\mu_h v_{h,x}}{n\mu_e + p\mu_h} \quad (4.83)$$

En combinant l'équation (4.83) avec l'équation (4.80), on obtient le coefficient de Hall comme

$$R_H = \frac{E_y}{J_x B_z} = \frac{p\mu_h^2 - n\mu_e^2}{e(p\mu_h + n\mu_e)^2} \quad (4.84)$$

4.2.2 Résistivité et méthode de van der Pauw

Le théorème de van der Pauw permet de calculer la résistivité de l'échantillon à partir d'une technique à quatre pointes. Cette technique s'applique à tout échantillon à condition qu'il soit plat, suffisamment mince, homogène et isotrope. La méthode de van der Pauw comprend quatre contacts connectés à quatre fils du même matériau, et ces 4 points sont placés autour du bord de l'échantillon. Ceux-ci sont étiquetés 1, 2, 3 et 4 dans le sens des aiguilles d'une montre, comme représenté dans la Figure 4.26 .

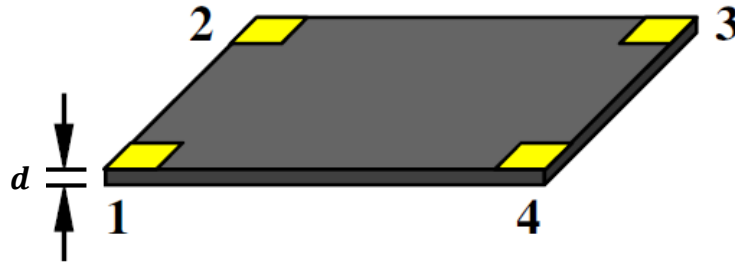


Figure 4.26 : Disposition des contacts et étiquetage sur l'échantillon [40].

Pour déterminer la résistance électrique d'un échantillon, on mesure la relation entre le courant parcourant l'échantillon et la tension qui se produit en raison de cette résistance. Tout d'abord, nous commençons à mesurer la tension $V_{43} = V_4 - V_3$ entre les contacts 4 et 3 dans le cas où l'injection d'un courant I_{12} se fait dans le contact 1 et sort du contact 2. On peut également inverser la polarité du courant à I_{21} et mesurer la tension inversée V_{34} . De la même manière, nous mesurons la tension V_{32} et V_{23} . La résistance pour chaque mesure de I et V est dénoté par $R_{ij,kl} = \frac{V_{kl}}{I_{ij}}$. Les 4 résistances qui seront utilisées pour cette expérience sont

$$R_{12,43} = \frac{V_{43}}{I_{12}}, \quad R_{21,34} = \frac{V_{34}}{I_{21}}, \quad R_{14,23} = \frac{V_{23}}{I_{14}}, \quad R_{41,32} = \frac{V_{32}}{I_{41}}. \quad (4.85)$$

Selon l'équation de van der Pauw qui est dérivée en détail dans l'annexe de cette thèse, la résistivité de l'échantillon ρ peut être déterminée à partir des mesures de deux de ces résistances ($R_{12,43}$ et $R_{14,23}$ ou $R_{21,34}$ et $R_{41,32}$), et prend la forme suivante [[40],[41]]:

$$\rho = \frac{\pi d}{\ln 2} \left(\frac{R_{12,43} + R_{14,23}}{2} \right) \cdot f(R_{12,43} / R_{14,23}), \quad (4.86)$$

où, la fonction f peut être résolue numériquement pour chaque valeur de $R_{12,43} / R_{14,23}$ selon l'équation suivante [[40],[41]]:

$$\exp\left(-\frac{\ln 2}{f}\right) \cdot \cosh\left(\left(\frac{R_{12,43}/R_{14,23} - 1}{R_{12,43}/R_{14,23} + 1}\right) \frac{\ln 2}{f}\right) = \frac{1}{2} \quad (4.87)$$

4.2.3 La méthode de van der Pauw pour la mesure de l'effet Hall

Si on applique un courant I_{13} entre les contacts 1 et 3 et on mesure la tension V_{24} (voir la Figure 4.26) avant et après l'application d'un champ magnétique \vec{B} perpendiculaire au plan de l'échantillon (comme le montre la Figure 4.25), la tension de Hall peut être calculée à partir de l'équation (4.88) [40]. On aura

$$V_H = \frac{1}{2} (V'_{24} - V''_{24}) \quad (4.88)$$

où, V'_{24} et V''_{24} sont les valeurs de la tension V_{24} avant et après l'application d'un champ magnétique. De la même façon, on peut mesurer la tension V_{42} , V_{31} et V_{13} avec l'application d'un courant I_{31} , I_{24} et I_{42} en présence et l'absence de champ magnétique. La tension de Hall finale est la moyenne de V_{24} , V_{42} , V_{31} et V_{13} . Cette tension de Hall finale peut être utilisée pour calculer le coefficient de Hall R_H d'après les équations (4.67) et (4.68). Finalement, en connaissant la

résistivité ρ et le coefficient de Hall R_H pour l'échantillon, on peut donc déterminer la concentration et la mobilité des porteurs de charges dans l'échantillon d'après les équations (4.71), (4.72) et (4.73).

Chapitre 5 : Mesure photothermique du transport thermique par des ondes électromagnétiques confinées sur la surface d'une couche amorphe polaire déposée sur du silicium

5.1 Introduction

Le besoin de nanoélectronique intégrée a conduit à réduire la taille des composés électroniques à une longueur de quelques dizaines de nanomètres. Les industries technologiques s'attendent à une taille encore plus petite pour ces composés sous peu. Cette diminution perpétuelle de la taille des composés électroniques et l'augmentation de leurs vitesses et fréquences de fonctionnement conduisent inévitablement à des points chauds, qui peuvent provoquer une défaillance du système s'ils sont laissés trop longtemps. Par conséquent, la gestion thermique est devenue un problème de plus en plus urgent en microélectronique. Alors que de nombreux groupes de recherche ont démontré des méthodes efficaces pour réduire la conductivité thermique des matériaux diélectriques pour des applications thermoélectriques [[42]–[45]], il y a encore un manque d'approches pour évacuer la chaleur des matériaux diélectriques de faible dimension.

Le couplage d'ondes électromagnétiques avec des phonons optiques dans un matériau polaire, dans certaines conditions, donne naissance à des ondes PhPS, qui sont des modes électromagnétiques très localisés à la surface du matériau [[4],[46],[47]]. La transmission des modes PhPS par effet tunnel entre des diélectriques polaires séparés par quelques micromètres a démontré une énorme amélioration du rayonnement thermique par rapport à la radiation du corps noir de Planck de plusieurs ordres de grandeur [[48]–[56]]. D'un point de vue théorique, les modes PhPS peuvent également être des porteurs de chaleur efficaces par conduction. En raison de leur grande longueur de propagation, leur longue durée de vie, leur faible profondeur de pénétration et leur caractère électromagnétique, les modes PhPS sont insensibles aux défauts ponctuels classiques et, par conséquent, peuvent transporter un flux de chaleur très intense. Le transport de chaleur par les modes PhPS est perceptible dans un film diélectrique polaire ultra-mince en particulier où les modes de surface sur une face du film se couplent avec ceux de l'autre face [[12],[57]–[59]]. De plus, à mesure que l'épaisseur du film diélectrique polaire diminue, le libre parcours moyen des modes antisymétriques PhPS à petits vecteurs d'onde augmente considérablement, conduisant à une amélioration supplémentaire du flux thermique de PhPS [12].

Des études expérimentales ont confirmé les prédictions théoriques d'un transport de chaleur efficace par les modes PhPS dans les structures suspendues [[60]–[63]]. À ce titre, les mesures de température des surfaces des micro-pointes en verre ont donné une preuve que les PhPS transportent de l'énergie [61]. L'excitation thermique de PhPS suivie de mesures directes de la conductivité thermique dans des nanoparticules de dioxyde de silicium (SiO_2) dans différents

milieux a clairement montré un transport de chaleur significatif par les modes PhPS à des températures légèrement supérieures à la température ambiante [62]. En ce qui concerne les géométries planes, des mesures récentes ont démontré que dans des couches de dioxyde de silicium de 20 *nm* d'épaisseur suspendue dans l'air et maintenues à la température ambiante, le transport thermique par PhPS est aussi efficace que le transport thermique par les modes de vibration [63].

Cependant, des mesures en champ proche ont démontré que l'inclusion d'une couche diélectrique polaire entre deux milieux non polaires caractérisés pas des constantes diélectriques positives et élevées entraîne un confinement remarquable des modes PhPS aux surfaces de cette couche [[64]–[66]]. Ces modes PhPS hautement confinés auraient le potentiel de transporter la chaleur plus efficacement que les modes PhPS des couches polaires suspendue dans l'air.

Dans ce chapitre, nous étudions la diffusivité thermique dans le plan de l'échantillon par des modes PhPS fortement confinés aux surfaces d'une couche de carbure de silicium amorphe (a-SiC) entre un substrat de silicium (Si) et l'air en utilisant une technique photothermique avec une source de chauffage dans le moyen d'infrarouge (MIR) (voir le Chapitre 4 pour des détails sur la technique de mesure utilisée), nous avons pu exciter et lancer des modes PhPS confinés aux surfaces de couches a-SiC de différentes épaisseurs et générer des gradients périodiques de température et d'indice de réfraction au-dessus de la surface de l'échantillon mesuré. Ces gradients sont capables de dévier périodiquement un faisceau sonde, passant très près de la surface de l'échantillon, à la fréquence de modulation du faisceau chauffant. Ensuite, nous avons ajusté les déviations du faisceau sonde mesurées à un modèle analytique de l'effet mirage qui prend en compte l'anisotropie thermique de l'échantillon mesuré pour dériver la diffusivité thermique dans le plan de l'échantillon en fonction de l'épaisseur de la couche a-SiC. Les résultats de mesure présentés dans ce chapitre montrent l'effet de l'épaisseur de la couche a-SiC (qui détermine la force de l'interaction entre les ondes se propageant de chaque côté de la couche a-SiC) sur la diffusivité thermique par des modes PhPS très confinés. Le choix d'une couche diélectrique polaire amorphe est bénéfique dans la présente étude pour deux raisons. Premièrement, pour exclure le transport thermique par des phonons et des électrons dans la couche et observer la contribution des modes PhPS à la diffusivité thermique dans le plan. Deuxièmement, en raison du facteur d'amortissement élevé, la solution aux relations de dispersion des modes PhPS dans les matériaux amorphes s'étend de $q = 0$ à $q \rightarrow \infty$ (où q est le vecteur d'onde), et, contrairement aux cristaux, il n'y a aucune raison physique d'en exclure une partie [46]. Ainsi, le grand nombre des modes PhPS dans les matériaux amorphes permet une contribution significative de ces modes au transport de chaleur dans le plan, bien que les larges parties imaginaires des fonctions diélectriques infrarouges des matériaux amorphes réduisent les durées de vie et les libres parcours moyens des modes PhPS dont les fréquences sont proches des fréquences de résonance des vibrations.

5.2 Les Expériences

Nous avons déposé des couches minces de a-SiC sur des substrats commerciaux de Si (100) par l'ablation d'une cible polycristalline de SiC de haute pureté sous une pression de 10^{-6} mbar à l'aide d'un KrF excimère laser de forte puissance et focalisé. Nous avons gardé la température du substrat de Si à 400 °C afin d'assurer l'amorphisation des couches déposées. Les détails sur la technique utilisée pour déposer les couches minces d'a-SiC sont données en Chapitre 3 . Nous avons développé trois couches d'a-SiC sur Si avec des temps de dépôt de 5 minutes, 15 minutes et 40 minutes pour obtenir des couches d'a-SiC d'épaisseurs différentes. Les mesures de surface par microscopie à force atomique (AFM) ont démontré que les couches obtenues sont d'épaisseurs 3 nm, 16 nm et 40 nm. Nous présentons dans la Figure 5.1 le spectre Raman d'une couche d'a-SiC d'épaisseur 40 nm déposée sur Si. Le large pic à 1456 cm^{-1} est une signature claire de $\text{Si}_x\text{C}_{1-x}$ amorphe avec $x = 0.5$ [67].

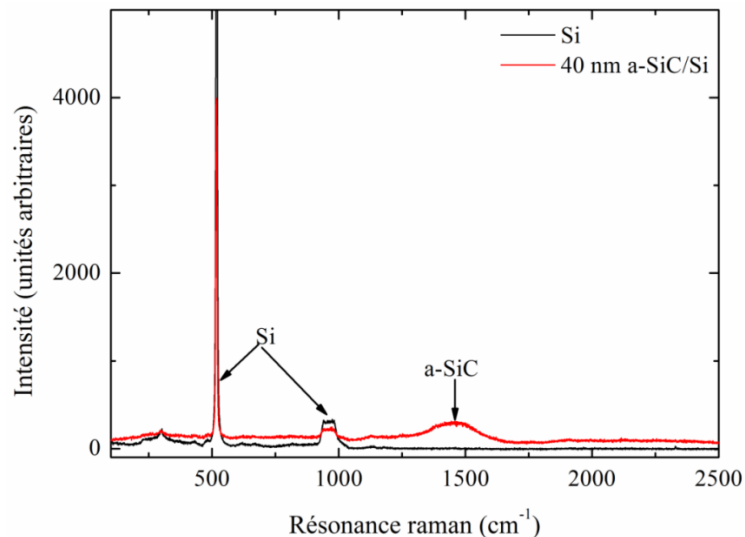


Figure 5.1 : Spectre Raman pour un substrat de silicium nu et une couche de carbure de silicium amorphe d'épaisseur 40 nm déposée sur un substrat de silicium. Selon la référence [67], le rapport de stœchiométrie dans la couche déposée est de 1:1.

Nous avons utilisé une technique photothermique avec une source dans l'infrarouge moyen pour évaluer la contribution des modes de surface à la diffusivité thermique dans le plan des échantillons étudiés. Les détails sur la technique de caractérisation utilisée dans cette étude sont présentés dans le Chapitre 4 . Nous présentons dans la Figure 5.2 un diagramme schématique décrivant les caractéristiques fondamentales de la technique concernant l'excitation et lancement des modes PhPS à la surface de l'échantillon mesuré. Nous illustrons également la détection des ondes thermiques générées dans l'air en utilisant la déflexion du faisceau sonde due à des mécanismes de réfraction multiples dans l'air connus sous le nom d'effet mirage.

Un modulateur acousto-optique module un faisceau laser CO₂ à polarisation p de $10.6 \mu\text{m}$ de longueur d'onde focalisé sur la surface de l'échantillon. Dans des structures de corrélation courtes, telles que les matériaux amorphes, l'exigence de conservation de la quantité de mouvement totale pour l'interaction entre les rayonnements MIR et les modes de vibration polaire n'a pas lieu [[68]–[70]]. Par conséquent, les modes de vibration dont les fréquences correspondent à celles des rayonnements MIR incidents peuvent absorber une fraction notable du faisceau chauffant, quels que soient leurs vecteurs d'onde. Ainsi, l'absence de l'exigence de conservation du moment augmente la probabilité d'absorption optique et permet un échauffement important dans la couche d'a-SiC, et donc une excitation thermique des modes PhPS, ainsi que des modes Zenneck et des modes guidés qui sont des modes électromagnétiques de surface existant loin de la résonance photonique dans la spectre électromagnétique [71]. Nous démontrerons plus tard l'absorption optique de la lumière par l'a-SiC par les résultats expérimentaux. Alors, toutes ces ondes électromagnétiques de surface excitées thermiquement peuvent contribuer au transport thermique dans le plan de l'échantillon mesuré. L'absorption optique de la lumière MIR conduit également à une déformation verticale de la surface (à cause de la dilatation thermique). Cette déformation est périodique dans la région chauffée [72]. Un tel défaut localisé induit à la surface s'est révélé efficace pour diffuser et lancer les modes de surface dans toutes les directions sur la surface de l'échantillon mesuré [73]. Outre l'excitation et le lancement des modes de surface, le faisceau chauffant MIR modulé sert à générer des ondes thermiques rapidement amorties dans et au-dessus de l'échantillon mesuré. Ces ondes thermiques donnent lieu à des gradients périodiques de température et d'indice de réfraction dans l'air capables en raison de l'effet mirage de dévier périodiquement un faisceau sonde (laser He-Ne), passant très près de la surface, à la fréquence de la modulation du faisceau chauffant. Dans le dispositif expérimental utilisé, le faisceau sonde est incident avec un angle de 1° par rapport à la surface et se focalise sur la surface de l'échantillon bien avant le point de chauffage. Ainsi, la déviation angulaire du faisceau sonde due à l'effet mirage a lieu après la réflexion du faisceau sonde sur la surface de l'échantillon. Comme le faisceau chauffant, le faisceau sonde et l'échantillon sont tous dans le même plan, le déplacement de la surface peut contribuer uniquement à la composante longitudinale (le long de l'axe z) de la déviation angulaire du faisceau sonde. Alors, pour éviter la contribution du déplacement de la surface, nous omettons la déviation angulaire longitudinale et n'enregistrons que la composante transversale (le long de l'axe x) de la déviation angulaire du faisceau sonde en utilisant un photodétecteur à quatre quadrants. Cette procédure expérimentale a démontré son efficacité en supprimant l'effet de la dilatation thermique sur le signal enregistré [72]. Comme nous le montrons dans l'encart de la Figure 5.2, pour mesurer la diffusivité thermique, nous déplaçons le faisceau chauffant à travers la surface de l'échantillon perpendiculairement au faisceau sonde et enregistrons la déviation angulaire du faisceau sonde en fonction de la distance entre le faisceau de chauffage et celui de la sonde. Nous répétons les mesures pour différentes fréquences de modulation du faisceau pour augmenter la précision de l'analyse des données. Ensuite, nous ajustons les résultats expérimentaux à une théorie anisotrope pour l'effet mirage (voir les détails du modèle dans

le Chapitre 4) en considérant un modèle à couche unique. On note ici que l'onde thermique générée dans l'air s'éteint rapidement à zéro [23]. Par conséquent, sa longueur d'onde caractéristique est presque égale à la longueur de diffusion thermique, qui est donnée par :

$$L_{th} = \sqrt{\alpha_{s,x}/\pi f}, \quad (5.1)$$

où $\alpha_{s,x}$ est la diffusivité thermique dans le plan de l'échantillon mesuré, et f est la fréquence de modulation du faisceau chauffant. Puisque nous modulons le faisceau chauffant à des fréquences de l'ordre d'un kHz, et que la valeur $\alpha_{s,x}$ est généralement d'environ $1 \text{ cm}^2/\text{s}$, nous estimons que la longueur d'onde de l'onde thermique générée est d'environ $150 \mu\text{m}$. Cette valeur est d'un ordre de grandeur supérieur à l'épaisseur des couches d'a-SiC déposés. Par conséquent, les ondes thermiques générées ne sont pas sensibles à l'interface entre la couche d'a-SiC et le substrat de Si. Un modèle à couche unique ignorant la diffusion des ondes thermiques aux interfaces est approprié pour décrire les données mesurées.

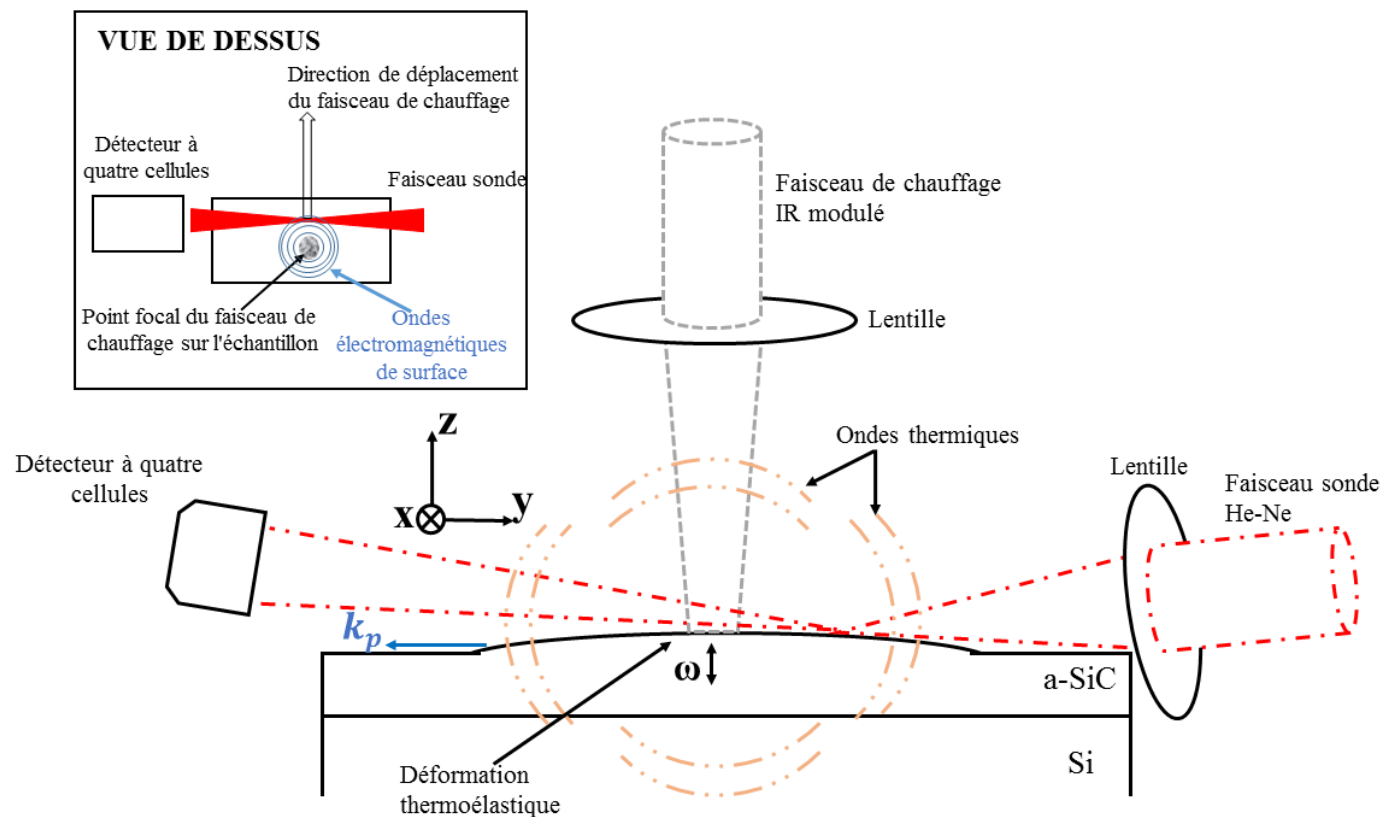


Figure 5.2 : Vue latérale et de dessus du dispositif expérimental illustrant la diffusion des ondes électromagnétiques de surface lors d'une déformation thermoélastique de la surface de l'échantillon, la génération d'ondes thermiques dans l'air et dans l'échantillon, et la détection des ondes thermiques générées en utilisant l'effet mirage. k_p est le vecteur d'onde des modes de surface diffusés.

5.3 Résultats

Pour identifier les modes électromagnétiques de surface qui contribuent efficacement au transport de chaleur dans une couche mince de a-SiC, nous avons déduit le libre parcours moyen des modes PhPS d'une couche a-SiC d'épaisseur nanométrique déposé sur un substrat de Si en résolvant la relation de dispersion de PhPS

$$\tanh 2p_1 d = -\frac{p_1 \epsilon_1(\omega)(p_2 \epsilon_3 + p_3 \epsilon_2)}{p_1^2 \epsilon_2 \epsilon_3 + p_2 p_3 \epsilon_1^2(\omega)} \quad (5.2)$$

en considérant un nombre d'onde réel ω et un vecteur d'onde complexe $q = q' + iq''$ [46]. Dans l'équation (5.2), d et $\epsilon_1(\omega)$ sont l'épaisseur et la fonction diélectrique complexe de couche a-SiC, respectivement, ϵ_2 est la constante diélectrique du Si, et ϵ_3 est la constante diélectrique de l'air. Les paramètres p_i ont la dimension d'un vecteur d'onde et sont donnés par

$$p_i^2 = q^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_i, \quad (5.3)$$

où ω est le nombre d'onde. Nous avons déduit la fonction diélectrique complexe du a-SiC à partir du spectre de réflectivité infrarouge d'un film de a-SiC de 600 nm d'épaisseur déposé sur du Si. Nous présentons les parties réelles et imaginaires de la fonction diélectrique complexe du a-SiC dans la Figure 5.3. Dans l'encart de la Figure 5.3, nous montrons le spectre de réflectivité infrarouge à partir duquel la fonction diélectrique complexe du a-SiC est dérivée. Les lecteurs trouveront une description détaillée de la technique numérique utilisée pour extraire la fonction diélectrique complexe de la mesure de la réflectivité dans les références [[74],[75]].

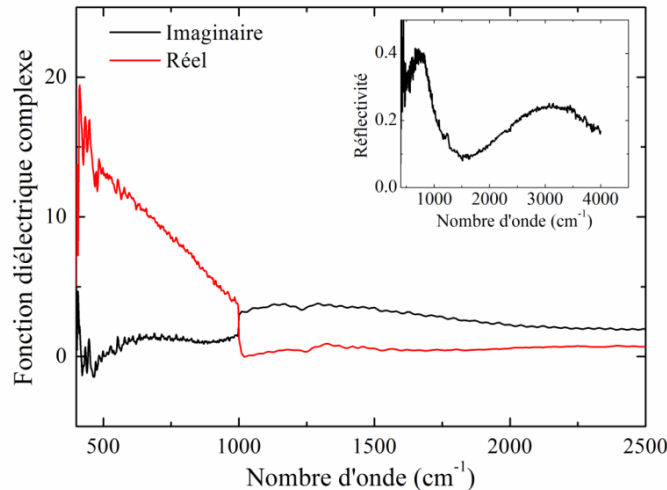


Figure 5.3 : Les parties réelles et imaginaires de la fonction diélectrique complexe du carbure de silicium amorphe dans le domaine spectral de l'infrarouge moyen. L'encart de la figure montre le spectre de réflectivité d'une couche de carbure de silicium amorphe de 600 nm d'épaisseur déposé sur du silicium dont la fonction diélectrique complexe est dérivée.

Dans la Figure 5.4, nous présentons la fonction $q'(\omega)$, qui détermine la dispersion des modes PhPS, et l'inverse de la fonction $q''(\omega)$, qui donne le libre parcours moyen des modes PhPS. À titre de comparaison, nous présentons également dans la Figure 5.4 la dispersion et le libre parcours moyen des modes PhPS du SiC cristallin. Le libre parcours moyen des modes PhPS du SiC cristallin est généralement plus large que celui du a-SiC. Cependant, les modes PhPS du SiC cristallin n'existent que dans la bande interdite (c'est-à-dire dans le domaine spectral entre la fréquence transversale optique du phonon et la fréquence longitudinale du phonon au centre de la zone de Brillouin), alors que la région d'existence des modes PhPS du a-SiC s'étend de $q = 0$ à $q \rightarrow \infty$ [46]. Comme le montre la figure 4, tous les modes PhPS de a-SiC dont la fréquence est supérieure à 1000 cm^{-1} peuvent contribuer efficacement au transport de chaleur car ils sont caractérisés par un libre parcours moyen de l'ordre de quelques dizaines de micromètres.

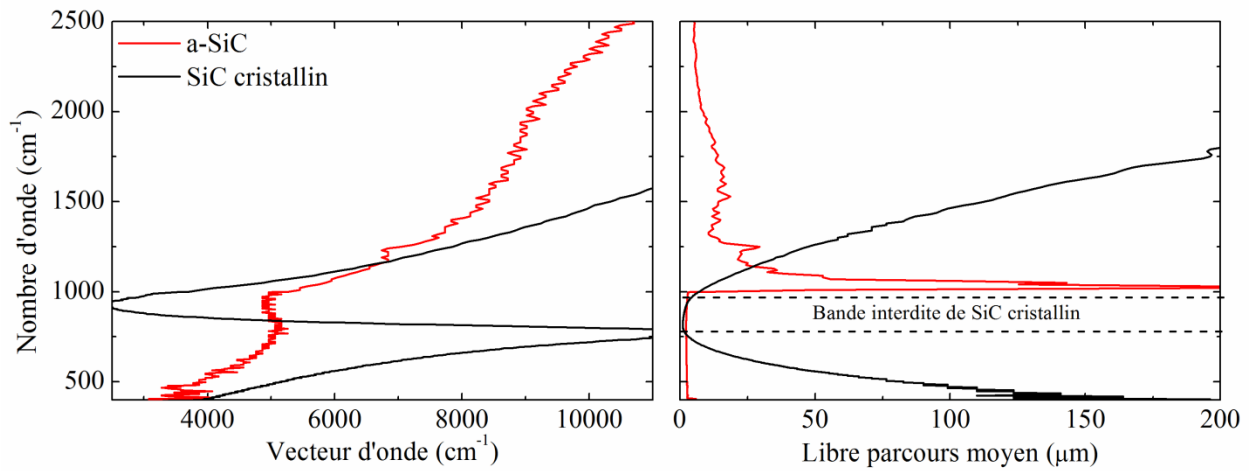


Figure 5.4 : Relation de dispersion et libre parcours moyen des modes PhPS d'une couche de carbure de silicium amorphe d'une épaisseur nanométrique déposé sur un substrat de silicium. La dispersion et le libre parcours moyen des modes PhPS du SiC cristallin sont également tracés pour la comparaison.

Pour évaluer la contribution des modes électromagnétiques de surface du a-SiC au transfert de chaleur, nous avons effectué des mesures de déflexion du faisceau photothermique MIR sur les échantillons étudiés en utilisant le dispositif expérimental décrit dans la section 5.2. Dans les Figures 5.5, 5.6, 5.7 et 5.8, nous présentons les amplitudes et les phases des signaux transverses obtenus à partir d'un substrat de Si nu, 40 nm a-SiC sur Si, 16 nm a-SiC sur Si et 3 nm a-SiC sur Si en fonction de la distance entre le faisceau de chauffage et le faisceau sonde. On remarque que les amplitudes des signaux des échantillons avec des couches d'a-SiC sont supérieures à celles du substrat de Si nu. Ces observations indiquent qu'une quantité notable de lumière infrarouge est absorbée et convertie en chaleur dans les couche d'a-SiC. Ainsi, les modes de surface sont excités thermiquement dans les couches d'a-SiC.

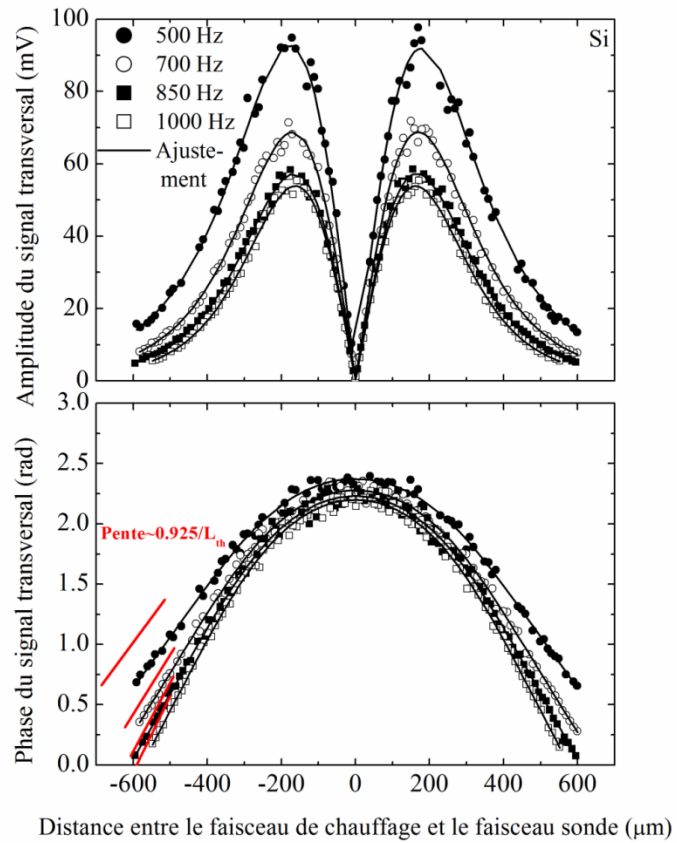


Figure 5.5 : Amplitude et phase du signal transversal d'un substrat de silicium nu par rapport à la distance entre le faisceau de chauffage et le faisceau sonde pour quatre fréquences de modulation différentes. Les données expérimentales sont représentées par des symboles. L'ajustement des données expérimentales à une théorie anisotrope pour l'effet mirage est montré en utilisant des lignes continues.

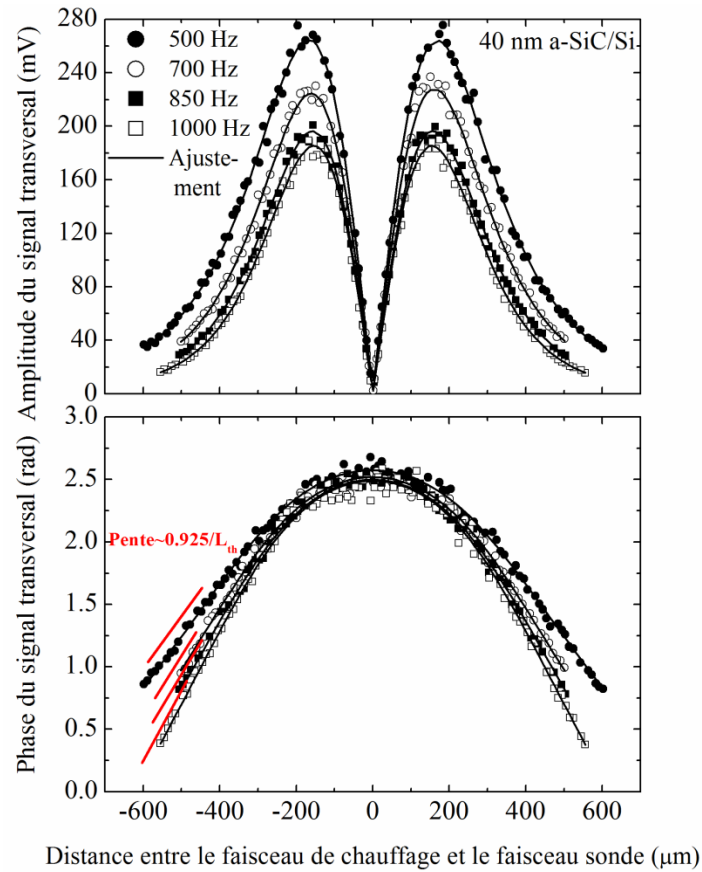


Figure 5.6 : Amplitude et phase du signal transversal d'une couche de carbure de silicium amorphe d'épaisseur 40 nm déposée sur un substrat de silicium par rapport à la distance entre le faisceau de chauffage et le faisceau sonde pour quatre fréquences de modulation différentes. Les données expérimentales sont représentées par des symboles. L'ajustement des données expérimentales à une théorie anisotrope pour l'effet mirage est montré en utilisant des lignes continues.

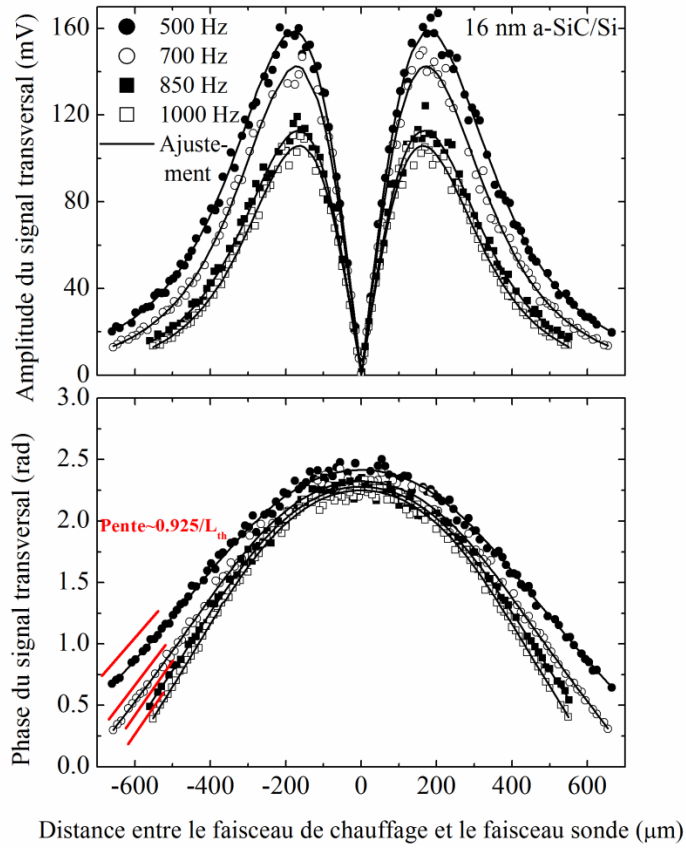


Figure 5.7 : Amplitude et phase du signal transversal d'une couche de carbure de silicium amorphe d'épaisseur 16 nm déposée sur un substrat de silicium par rapport à la distance entre le faisceau de chauffage et le faisceau sonde pour quatre fréquences de modulation différentes. Les données expérimentales sont représentées par des symboles. L'ajustement des données expérimentales à une théorie anisotrope pour l'effet mirage est montré en utilisant des lignes continues.

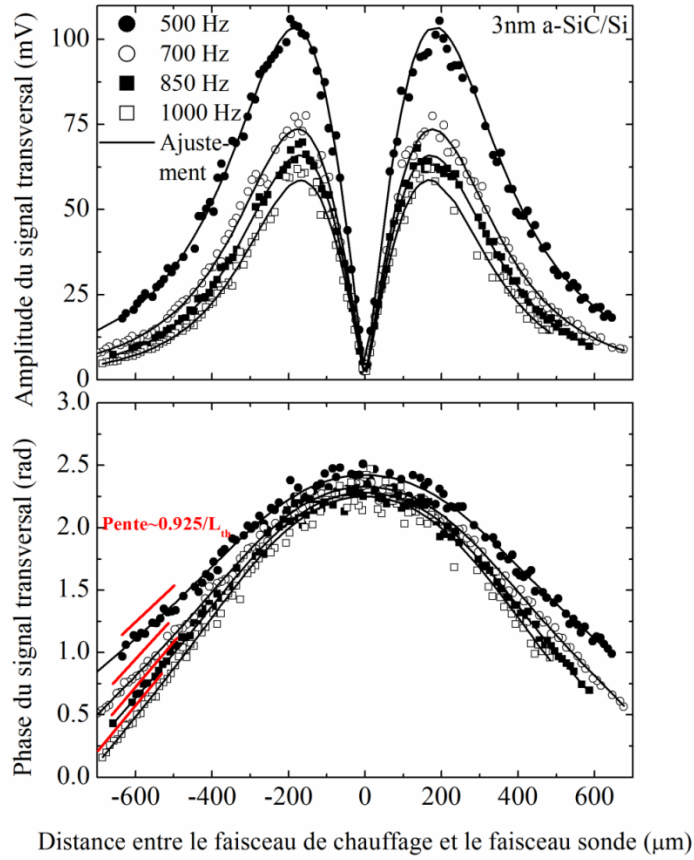


Figure 5.8 : Amplitude et phase du signal transversal d'une couche de carbure de silicium amorphe d'épaisseur 3 nm déposée sur un substrat de silicium par rapport à la distance entre le faisceau de chauffage et le faisceau sonde pour quatre fréquences de modulation différentes. Les données expérimentales sont représentées par des symboles. L'ajustement des données expérimentales à une théorie anisotrope pour l'effet mirage est montré en utilisant des lignes continues.

On peut déduire la diffusivité thermique dans le plan de l'échantillon mesuré à partir de la pente de la phase du signal. Lorsque nous allumons le faisceau de chauffage, nous déposons de la chaleur dans la région irradiée par la fréquence de modulation du faisceau de chauffage. Ensuite, la chaleur se diffuse hors du centre et le pic de signal se produit plus tard (une phase de signal plus négative) à mesure que la distance entre le faisceau de chauffage et le faisceau sonde augmente. Il doit donc y avoir une relation directe entre la pente de la phase du signal, le taux de transport de chaleur dans le plan de l'échantillon (c'est-à-dire la diffusivité thermique dans le plan), et la fréquence de modulation du faisceau de chauffage. Pour des matériaux optiquement minces, comme le Si pour une excitation optique de longueur d'onde de $10.6 \mu\text{m}$, les expériences ont démontré qu'au-delà de la taille du faisceau de chauffage, la pente de la phase du signal est d'environ $0.925(\text{rad})/L_{th}$ [76], où la longueur de diffusion thermique dans le plan L_{th} est liée à la diffusivité thermique dans le plan $\alpha_{s,x}$ et à la fréquence de modulation du faisceau de chauffage f selon l'équation (5.1). Cette technique bien établie pour l'analyse du signal de déviation du faisceau photothermique nous a permis de déduire les longueurs de diffusion

thermique dans le plan des échantillons étudiés aux quatre fréquences de modulation mesurées à partir des pentes des phases des signaux obtenus par des mesures directes. Ensuite, comme nous le montrons à la Figure 5.9(a), nous avons tracé les carrés des longueurs de diffusion thermique obtenues en fonction de $1/\pi f$ pour chaque échantillon et ajusté les points de données aux lignes droites passant par l'origine. Selon l'équation (5.1), les pentes de ces lignes droites fournissent les diffusivités thermiques dans le plan des échantillons mesurés. Nous avons obtenu la même valeur de diffusivité thermique dans le plan pour le substrat de Si nu et la couche a-SiC de 40 nm d'épaisseur sur le Si. Comme on peut le remarquer dans la Figure 5.9(a), la valeur de diffusivité thermique obtenue pour ces deux échantillons est en bon accord avec les valeurs de diffusivité thermique du Si dans la littérature [77]. Cependant, la diffusivité thermique dans le plan de la structure a-SiC/Si augmente nettement avec la diminution de l'épaisseur de la couche a-SiC. La diffusivité thermique dans le plan de la couche a-SiC de 3 nm sur le Si est plus grande que la diffusivité thermique du Si par un facteur d'environ deux. Ces résultats démontrent une importante diffusivité thermique par les ondes électromagnétiques de surface et soutiennent la prédiction théorique selon laquelle la diminution de l'épaisseur du diélectrique polaire favorise l'interaction entre les ondes électromagnétiques de surface se propageant de part et d'autre de celui-ci, ce qui améliore considérablement la diffusivité thermique dans le plan de l'échantillon.

Nous avons également déduit les longueurs de diffusion thermique dans le plan des échantillons étudiés aux quatre fréquences de modulation mesurées en ajustant les amplitudes et les phases des signaux transversaux enregistrés à un formalisme pour l'effet mirage qui tient compte du transport thermique anisotrope dans le milieu mesuré (voir Chapitre 4). Comme expliqué précédemment et dans la référence [72], lorsque nous focalisons le faisceau sonde incident à un angle rasant ($\sim 1^\circ$ par rapport à la surface de l'échantillon) sur la surface de l'échantillon, l'effet mirage régit la composante transversale de la déviation angulaire de la sonde, et nous pouvons exprimer la déviation angulaire transversale comme :

$$M_{trans} = \frac{-1}{\pi} \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} e^{-q_g^2 R_2^2/4} \int_0^\infty dk \frac{k_g \cos(kx) e^{ik_g h} e^{-k^2 R_1^2/4}}{(\kappa_{s,z} k_s + \kappa_g k_g)}, \quad (5.4)$$

où x est la distance entre le faisceau chauffant et le faisceau sonde, l'indice z indique les propriétés définies dans la direction perpendiculaire à la surface, n est l'indice de réfraction de l'air, R_1 est le rayon du point de chauffage sur la surface de l'échantillon, R_2 est le rayon du faisceau sonde au-dessus de la région chauffée, h est la hauteur du faisceau sonde au-dessus de la surface, $\kappa_{s,z}$ est la conductivité thermique dans la direction perpendiculaire à la surface, κ_g est la conductivité thermique de l'air. Le vecteur d'onde thermique dans l'échantillon k_s définit par :

$$k_s = \left(q_s^2 - \frac{L^2_{th}}{L^2_{th,z}} k^2 \right)^{1/2}. \quad (5.5)$$

Il fournit la dépendance de la déviation angulaire transversale sur la longueur de diffusion thermique dans la direction perpendiculaire à la surface $L_{th,z}$ et la longueur de diffusion thermique dans le plan L_{th} [72]. Le nombre d'onde thermique q_s est lié à la longueur de diffusion thermique dans la direction perpendiculaire à la surface selon :

$$q_s = (1 + i) \left(\frac{1}{L_{th,z}} \right). \quad (5.6)$$

Le vecteur d'onde thermique dans l'air est donné par

$$k_g = (q_g^2 - k^2)^{1/2}, \quad (5.7)$$

où,

$$q_g = (1 + i) \left(\frac{\Omega}{2\alpha_g} \right)^{1/2}. \quad (5.8)$$

où, Ω est la fréquence de modulation angulaire et α_g est la diffusivité thermique de l'air. Pour réduire le nombre de paramètres ajustables, nous avons mesuré le rayon du faisceau de sonde R_2 en utilisant la méthode du « knife-edge ». Nous avons estimé R_1 à partir du maximum de l'amplitude du signal transversal, en utilisant le fait que pour des fréquences de modulation dans l'ordre du kHz la théorie de la déviation du faisceau photothermique prédit que ce maximum se produit à $r = 1.1 \times R_1$ [78]. De plus, pour tous les échantillons étudiés, nous fixons la longueur de diffusion thermique dans la direction perpendiculaire à la surface de l'échantillon $L_{th,z}$ égale à la longueur de diffusion thermique de Si à la fréquence mesurée, car les modes de surface ne contribuent pas au transport de chaleur dans la direction perpendiculaire à la surface. Ainsi, les seuls paramètres ajustables étaient la hauteur du faisceau de sonde au-dessus de la surface h , et la longueur de diffusion thermique dans le plan L_{th} . Nous illustrons la bonne qualité des ajustements par moindres carrés multiparamétriques des amplitudes et des phases des signaux d'un substrat de Si nu et des échantillons supportant des modes de surface dans les Figures 5.5, 5.6, 5.7 et 5.8. Nous présentons dans la Figure 5.9(b) les carrés des longueurs de diffusion obtenues en fonction de $1/\pi f$. Nous avons ajusté les points de données de la Figure 5.9(b) à des lignes droites passant par l'origine afin de déduire les diffusivités thermiques dans le plan des échantillons mesurés. Nous avons obtenu des résultats en accord satisfaisant avec ceux obtenus à partir de l'analyse des pentes des phases des signaux mesurés.

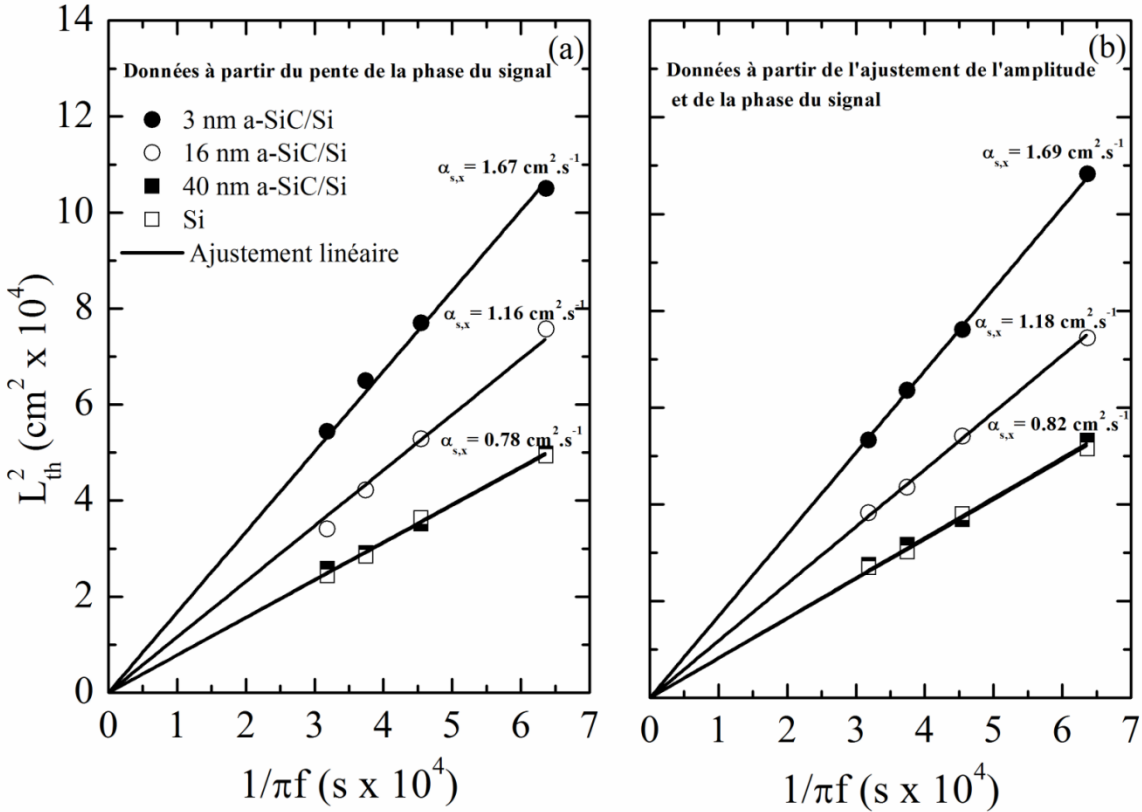


Figure 5.9 : Les carrés de la longueur de diffusion thermique dans le plan dans les échantillons étudiés par rapport à $1/\pi f$ où f est la fréquence de modulation du faisceau de chauffage. Chaque ensemble de points de données est ajusté sur une ligne droite dont la pente est égale à la diffusivité thermique dans le plan de l'échantillon correspondant. (a) Points de données obtenus à partir de l'analyse des pentes des phases des signaux mesurés. (b) Points de données obtenus en ajustant les amplitudes et les phases des signaux mesurés à un formalisme pour l'effet mirage qui tient compte de l'anisotropie du transport thermique dans l'échantillon mesuré.

Dans la Figure 5.10, nous montrons les résultats des diffusivités thermiques dans le plan des échantillons mesurés obtenus en ajustons les données expérimentales à la théorie de l'effet mirage et à l'analyse des pentes des phases des signaux. Bien que les résultats déduits des deux différentes techniques d'analyse montrent un pourcentage de divergence de $\sim 5\%$, elles démontrent toutes les deux une amélioration importante de la diffusivité thermique dans le plan de l'échantillon à mesure que l'épaisseur de la couche d'a-SiC déposé sur Si diminue. L'analyse des mesures présentée ci-dessus montre que la diffusivité thermique dans le plan de l'échantillon lorsqu'une couche d'a-SiC de 3 nm est déposée sur le substrat d'Si est presque le double de la diffusivité thermique dans le plan d'un substrat de Si nu. Comme le flux thermique total dans le plan dans cet échantillon est la somme du flux thermique dû aux ondes électromagnétiques de surface du film a-SiC $\left. \frac{\Delta Q}{\Delta t} \right]_{SEM W}$ et du flux thermique dû aux phonons dans le substrat de Si $\left. \frac{\Delta Q}{\Delta t} \right]_{Phonon}$, nous pouvons écrire :

$$\left. \frac{\Delta Q}{\Delta t} \right]_{SEM W} \approx \left. \frac{\Delta Q}{\Delta t} \right]_{Phonon} . \quad (5.9)$$

D'autre part, le flux thermique dans le plan est directement proportionnel à la diffusivité thermique dans le plan multiplié par l'épaisseur du matériau. Comme le substrat de Si est plusieurs ordres de grandeur plus épais que la couche a-SiC, l'équation (5.9) indique que la diffusivité thermique par les ondes électromagnétiques de surface dans la couche a-SiC de 3 nm d'épaisseur est supérieure de plusieurs ordres de grandeur à la diffusivité thermique par les phonons dans le Si. Ce résultat établit une analogie entre la transmission des ondes électromagnétiques de surface par effet tunnel entre les diélectriques polaires qui a démontré une augmentation des ordres de grandeur du rayonnement thermique dans la limite du champ proche et l'interaction entre les ondes électromagnétiques de surface se propageant de chaque côté d'un diélectrique polaire qui conduit à une augmentation des ordres de grandeur de la conduction thermique.

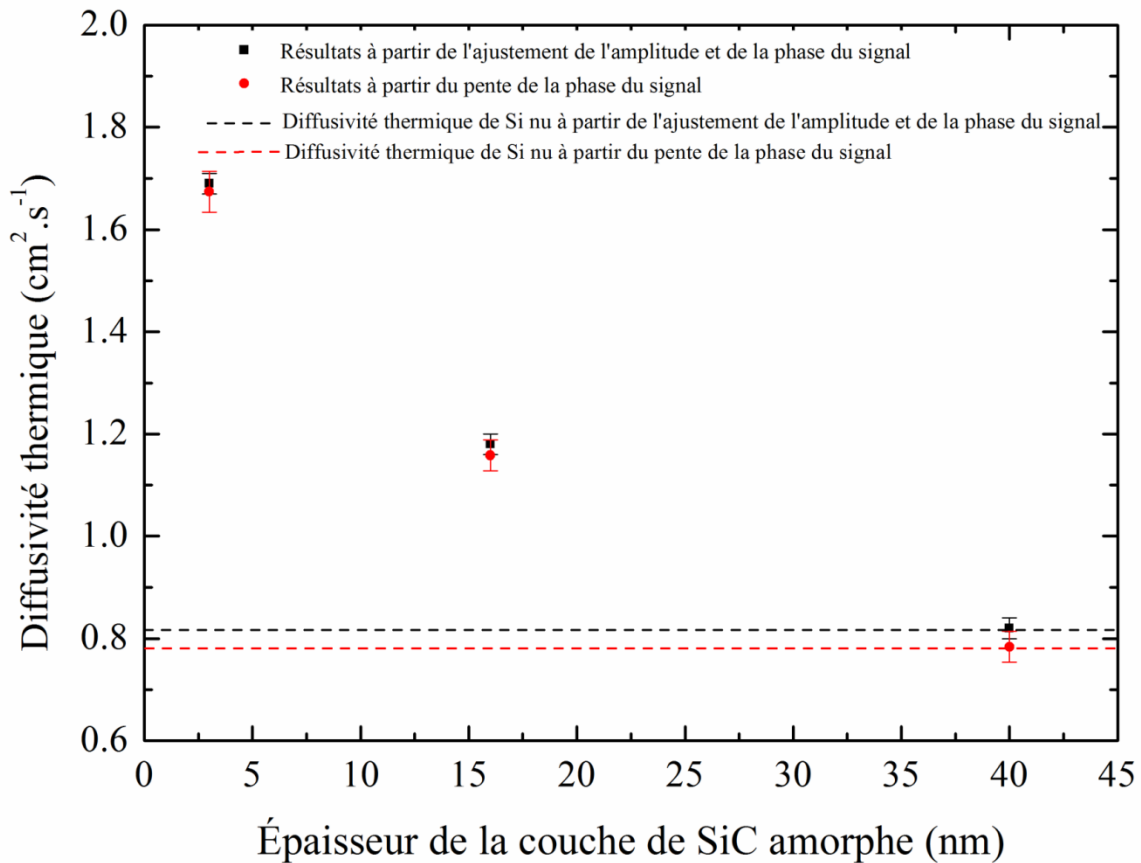


Figure 5.10 : Diffusivité thermique dans le plan de l'échantillon en fonction de l'épaisseur de la couche de a-SiC obtenue à partir de l'ajustement des données expérimentales à une théorie anisotrope pour l'effet mirage et à partir des pentes des phases des signaux mesurés. Les incertitudes sont déterminées par la diffusion des points de données.

5.4 Conclusion

Nous avons utilisé une technique photothermique avec une source de chauffage modulée dans l'infrarouge moyen pour exciter et lancer des modes de surface électromagnétiques sur les surfaces d'une couche mince de carbure de silicium amorphe insérée entre un substrat de Si et l'air et générer des gradients périodiques de température et d'indice de réfraction au-dessus de la surface de l'échantillon. Ces gradients sont capables de dévier périodiquement un faisceau de sonde laser He-Ne, passant très près de la surface, à la fréquence de la modulation du faisceau chauffant. Ensuite, nous avons ajusté les déflexions du faisceau sonde mesurées à un modèle analytique de l'effet mirage qui prend en compte l'anisotropie thermique de l'échantillon mesuré pour déduire la contribution des ondes électromagnétiques de surface excitées à la diffusivité thermique dans le plan de l'échantillon. Nous avons analysé les données expérimentales obtenues à partir d'échantillons avec des couches de carbure de silicium amorphe de différentes épaisseurs en utilisant deux approches différentes. Nous avons constaté que la diffusivité thermique dans le plan de l'échantillon par les modes de surface électromagnétiques devient importante pour des couches ultra-minces de carbure de silicium amorphe, et augmente rapidement avec la diminution de l'épaisseur de la couche polaire diélectrique. Nous avons attribué ces résultats au fait que la réduction de l'épaisseur du film de carbure de silicium amorphe favorise l'interaction entre les ondes électromagnétiques de surface se propageant de chaque côté de la couche, ce qui augmente considérablement la diffusivité thermique dans le plan de l'échantillon mesuré. Nous avons également démontré l'analogie entre l'amélioration important du rayonnement thermique dans la limite du champ proche résultant de la transmission des ondes électromagnétiques de surface par effet tunnel entre les diélectriques polaires et l'amélioration important de la conduction thermique résultant d'une interaction entre les ondes électromagnétiques de surface se propageant de chaque côté d'un diélectrique polaire.

Chapitre 6 : Effet des contraintes sur le transport d'énergie par un gaz d'électrons bidimensionnel à l'interface entre une couche piézoélectrique d'AlN et une couche de GaN

6.1 Introduction

Le contrôle précis et rapide des propriétés physiques du gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) a prouvé qu'il est essentiel dans les technologies avancées. Le contrôle de la densité de charge du 2DEG dans le transistor à effet de champ à structure métal-oxyde-semiconducteur (MOSFET), qui a joué un rôle essentiel dans le développement de l'électronique moderne, est peut-être la meilleure preuve de cela [[79],[80]].

Le transistor à effet de champ à haute mobilité (HMFET) est un autre exemple du rôle crucial du 2DEG avec une densité de porteurs contrôlable dans les technologies avancées. En raison de la grande discontinuité de la bande interdite et des charges induite par polarisation, les électrons libres dans un semi-conducteur polaire déposé sur une couche de bande interdite plus étroite peuvent se déplacer vers l'interface pour former un 2DEG confiné dans le puits quantique rectangulaire formé à l'hétérojonction entre les deux matériaux semi-conducteurs. Le confinement efficace du 2DEG à l'interface et la possibilité du contrôle précis de la densité des porteurs dans le 2DEG confiné grâce à un choix minutieux des matériaux et des compositions d'alliages rend le HMFET très convenable pour des nouvelles technologies telles que le rayonnement électromagnétique infrarouge lointain accordable [[81],[82]].

En outre, le contrôle des propriétés thermiques du 2DEG confiné dans un transistor à effet de champ peut convenir au développement d'une solution technologique pratique pour contrôler le flux de courant thermique [83]. Il permettrait d'atteindre les analogues thermiques des composants électroniques sans faire face à l'implémentation difficile de l'approche consistant à exploiter la dépendance du rayonnement de champ proche sur des nombreux paramètres pour atteindre le contrôle souhaité du flux de courant thermique [[50],[84]–[88]].

La compréhension détaillée des conductivités électriques et thermiques du 2DEG et la mise en place de méthodes permettant de contrôler efficacement ces propriétés de transport sont essentielles pour la poursuite du développement des technologies innovantes. Malgré des études théoriques [[89]–[96]] et expérimentales [[97]–[99]] approfondies sur de nombreuses propriétés physiques du 2DEG et la recherche fondamentale sur les propriétés de transport du 2DEG [[100]–[105]], il existe encore des lacunes dans la compréhension de la manière de contrôler les propriétés de transport du 2DEG sur une large gamme de températures. Inspirés par des mesures précédentes qui ont démontré qu'une contrainte appliquée à la couche d'AlGaIn entraîne une augmentation significative de la densité de charge confinée à l'hétérointerface AlGaIn/GaN

[106], nous avons mené une étude systématique sur l'effet de la contrainte sur les conductivités électrique et thermique du 2DEG confiné dans le puits quantique AlN/GaN. Nous avons réalisé une telle étude en mesurant les conductivités électrique et thermique du 2DEG confiné dans le puits quantique formé à l'hétérojonction entre des couches minces de nitrure d'aluminium (AlN) et de nitrure de gallium (GaN) stressé par une couche de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ pour différentes compositions d'alliage. Nous avons montré que dans la plage de température de 10K à 360K et pour des champs de contrainte faibles, les conductivités électrique et thermique du 2DEG confiné augmentent exponentiellement avec l'augmentation de la contrainte sur la couche d'AlN. Nous devons souligner ici la contrainte piézoélectrique observée expérimentalement dans les transistors à effet de champ avec des hétérostructures AlGaN/GaN sous polarisation [107]. Ces expériences impliquent qu'en exploitant la piézoélectricité beaucoup plus élevée de l'AlN, il est possible d'imiter l'effet de la contrainte induite par la différence de maille observé dans nos mesures par une contrainte piézoélectrique résultant d'un faible champ électrique appliqué à la couche d'AlN. Les résultats présentés dans ce chapitre fournissent donc une méthode pratique pour contrôler efficacement les propriétés de transport du 2DEG pour le développement de technologies innovantes.

6.2 Formalismes pour les conductivités électriques et thermiques des systèmes de gaz d'électrons bidimensionnels

Comme la bande interdite d'AlN est de 6 eV et celle du GaN est de 3.4 eV, nous considérons que des électrons libres peuvent s'accumuler à l'interface AlN/GaN pour former un gaz d'électrons bidimensionnel d'épaisseur d qui est plus mince que la longueur d'onde de Broglie donnée par $\lambda_D = h/\sqrt{3m_i^*k_B T}$, où h et k_B sont les constantes de Planck et de Boltzmann, respectivement, m_i^* est la masse effective des électrons dans la couche interfaciale et T est la température absolue. En conséquence, dans la plage de températures mesurées, le système des électrons à l'interface AlN/GaN satisfait l'exigence d'un gaz d'électrons bidimensionnel dont la densité d'états est indépendante de l'énergie des électrons [108].

En supposant que l'interface se trouve le long de la direction x dans un système de coordonnées cartésiennes, nous pouvons exprimer la densité de courant de 2DEG confiné à l'interface comme :

$$J_e = -e \int v_x f D_i(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (6.1)$$

où v_x est l'amplitude de la composante suivant x de la vitesse moyenne des électrons, f est une fonction de distribution d'électrons hors équilibre, et $D_i(\varepsilon) = m_i^*/\pi\hbar^2 d$ est la densité d'états bidimensionnelle (en unités d'énergie par volume ε), dans laquelle m_i^* est la masse effective des

électrons 2D à l'interface. Nous pouvons également exprimer le flux de chaleur du 2DEG en termes de $D_i(\varepsilon)$ comme :

$$Q = \int_0^\infty v_x(\varepsilon - E_F) f D_i(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (6.2)$$

où E_F est le niveau de Fermi du 2DEG. Selon l'équation de transport de Boltzmann généralisée [voir la référence [13] p.178] la fonction de distribution d'électrons hors équilibre f en présence d'un champ électrique E et d'un gradient de température $\partial T/\partial x$ dans la direction x prend la forme suivante :

$$f = \begin{cases} f_0 + \tau v_x \left(eE \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} - \frac{\partial f_0}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \left[1 - \Phi(v_z) \exp\left(-\frac{z}{\tau v_z}\right) \right], & \text{pour } v_z > 0 \\ f_0 + \tau v_x \left(eE \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} - \frac{\partial f_0}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial x} \right) \left[1 - \Phi(v_z) \exp\left(-\frac{d-z}{\tau v_z}\right) \right], & \text{pour } v_z < 0 \end{cases} \quad (6.3)$$

avec,

$$\Phi(v_z) = \frac{1-p}{1-pe^{-d/\tau v_z}}. \quad (6.4)$$

Dans l'équation de transport de Boltzmann ci-dessus, f_0 est la fonction de distribution de Fermi-Dirac à l'équilibre, v_z est la valeur de la composante suivant z de la vitesse moyenne des électrons, et τ est un temps de relaxation total décrivant les divers processus de diffusion d'électrons. La fonction $\Phi(v_z)$ est introduite pour tenir compte de la diffusion partielle aux bords. Dans cette équation, p est le facteur de spécularité qui représente la probabilité que la diffusion soit élastique et spéculaire [voir la référence [13], p.178].

Dans l'équation de Boltzmann, la fonction de distribution peut être décrite en raison de l'application d'un champ électrique externe et d'un gradient de température appliqué à travers le matériau.

En considérant $\partial T/\partial x$ comme nul dans l'équation (6.3) et en utilisant le résultat de l'équation (6.1) avec l'intégration sur $(\varepsilon, \theta, \varphi)$ en coordonnées sphériques, nous pouvons éliminer les effets thermiques et par suite exprimer la densité de courant électrique le long de l'interface comme :

$$J_e = -e^2 E \int_0^\infty \tau(\varepsilon) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} D_i(\varepsilon) d\varepsilon \int_0^{2\pi} d\varphi \left\{ \int_0^{\pi/2} v_x^2 \left[1 - \frac{1-p}{1-pe^{-d/\tau v_z}} e^{-z/\tau v_z} \right] \sin\theta d\theta \right. \\ \left. + \int_{\pi/2}^\pi v_x^2 \left[1 - \frac{1-p}{1-pe^{-d/\tau v_z}} e^{-(d-z)/\tau v_z} \right] \sin\theta d\theta \right\}. \quad (6.5)$$

Pour obtenir une expression pour la conductivité électrique effective pour le 2DEG à l'interface, nous prenons $v_x = v \cos \varphi \sin \theta$, $v_z = v \cos \theta$ (dans lequel $v = \sqrt{2\varepsilon/m_i^*}$) et on moyenne sur d . La conductivité électrique ($\sigma = J_e/E$), prend alors la forme suivante :

$$\sigma = \frac{e^2 m_i^*}{\hbar^2 d^2} \tau(E_F) v(E_F)^2 \int_0^d \left\{ \int_0^{\pi/2} \left[1 - \frac{1-p}{1-p e^{-d/\lambda(E_F) \cos \theta}} e^{-z/\lambda(E_F) \cos \theta} \right] \sin^3 \theta d\theta \right. \\ \left. + \int_{\pi/2}^{\pi} \left[1 - \frac{1-p}{1-p e^{-d/\lambda(E_F) \cos \theta}} e^{-(d-z)/\lambda(E_F) \cos \theta} \right] \sin^3 \theta d\theta \right\} dz \quad (6.6)$$

où nous avons utilisé les relations $\partial f_0 / \partial \varepsilon \approx -\delta(\varepsilon - E_F)$ et $\langle \tau \rangle = \tau(E_F)$ pour le gaz d'électrons dégénérés, qui sont justifiées pour $k_B T \ll E_F$ [109]. Comme nous le montrerons ci-dessous, cette condition est satisfaite dans la plage de températures mesurée. Nous avons également invoqué dans l'équation (6.6) le libre parcours moyen des électrons dépendant en température $\lambda(E_F) = \tau(E_F) v(E_F)$ avec $v(E_F) = \sqrt{2E_F/m_i^*}$. Après quelques manipulations mathématiques, nous pouvons réécrire l'équation (6.6) sous la forme :

$$\sigma = \frac{e^2 m_i^*}{\hbar^2 d^2} \lambda(E_F) v(E_F) \left[\frac{4}{3} d \right. \\ \left. - 2\lambda(E_F) \int_0^{\pi/2} \frac{1-p}{1-p e^{-d/\lambda(E_F) \cos \theta}} (1 - e^{-d/\lambda(E_F) \cos \theta}) \cos \theta \sin^3 \theta d\theta \right] \quad (6.7)$$

En considérant E dans l'équation (6.3) égale à zéro, en utilisant le résultat de l'équation (6.2), puis en utilisant la relation $\bar{Q} = (1/d) \int_0^d Q dz = -\kappa \partial T / \partial x$, où \bar{Q} est le moyen du flux de chaleur sur l'épaisseur de l'interface d , et κ est la conductivité thermique du 2DEG, nous trouvons :

$$\kappa = -\frac{\pi}{d} \int_0^\infty \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \frac{(\varepsilon - E_F)^2}{T} v^2 \tau D_i(\varepsilon) d\varepsilon \int_0^d \left\{ \int_0^{\pi/2} \left[1 - \frac{1-p}{1-p e^{-d/\tau v_z}} e^{-z/\tau v_z} \right] \sin^3 \theta d\theta \right. \\ \left. + \int_{\pi/2}^{\pi} \left[1 - \frac{1-p}{1-p e^{-d/\tau v_z}} e^{-(d-z)/\tau v_z} \right] \sin^3 \theta d\theta \right\} dz. \quad (6.8)$$

Dans l'équation (6.8), nous avons utilisé la relation $\partial f_0 / \partial T = -\partial f_0 / \partial \varepsilon ((\varepsilon - E_F)/T)$. De plus, nous pouvons utiliser les propriétés de la fonction de Fermi-Dirac pour trouver

$$\int_0^\infty G(\varepsilon) (\varepsilon - E_F)^2 \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon \approx \frac{\pi^2 (k_B T)^2}{3} G(E_F) \quad (6.9)$$

pour toute fonction arbitraire $G(\varepsilon)$ (voir la référence [13], p.460). D'où, nous pouvons exprimer la conductivité thermique du 2DEG comme :

$$\kappa = \frac{\pi^2 k_B^2 m_i^* \lambda(E_F) v(E_F)}{3 \hbar^2 d^2} T \left[\frac{4}{3} d - 2 \lambda(E_F) \int_0^{\pi/2} \frac{1-p}{1-p e^{-d/\lambda(E_F) \cos \theta}} (1 - e^{-d/\lambda(E_F) \cos \theta}) \cos \theta \sin^3 \theta d\theta \right] \quad (6.10)$$

Nous pouvons maintenant évaluer les conductivités électriques et thermiques du 2DEG confiné à l'interface entre AlN et GaN (exprimées respectivement dans les équations (6.7) et (6.10)) en fonction de la température en mesurant la dépendance de tous les ingrédients dans ces formalismes à la température. Dans ce qui suit, nous fournissons des détails sur les procédures expérimentales et les résultats des mesures du niveau de Fermi, de l'énergie de Fermi, de la masse effective des électrons et du libre parcours moyen des électrons en fonction de la température dans le 2DEG confiné à l'interface entre AlN et GaN. Tout cela est nécessaire pour l'évaluation des conductivités électriques et thermiques du 2DEG. Nous présentons également des mesures de l'effet de la contrainte dans la couche d'AlN sur ces grandeurs physiques et, par conséquent, sur les propriétés électriques et thermiques du 2DEG.

6.3 Description des expériences

Dans cette section, nous présentons les expériences utilisées pour la croissance des puits quantiques AlN/GaN étudiés. Nous présentons également les techniques de mesure utilisées pour la caractérisation du 2DEG dans les échantillons étudiés et l'évaluation des propriétés de transport du 2DEG en fonction de la température et de la contrainte.

6.3.1 Croissance des échantillons étudiés

Nous avons développé des puits quantiques AlN/GaN stressé par des couches d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (voir Figure 6.1) en utilisant un système d'épitaxie par faisceau moléculaire (MBE) qui contient une pompe turbomoléculaire Riber 32, et qui utilise des cellules à effusion pour les éléments du groupe III. Nous avons utilisé l'ammoniac comme source d'azote et effectué la croissance des puits quantiques étudiés sur des substrats de saphir orientés dans le plan c en utilisant la procédure suivante. Après avoir chargé le substrat de saphir dans la chambre de croissance, nous nitrurons la surface avec de l'ammoniac à 950 °C pendant 10 *min*, puis nous développons une couche de GaN de 30 *nm* d'épaisseur à une température de 450 °C. Dans une deuxième étape, nous développons une couche d'AlN de 100 *nm* d'épaisseur sur la couche de GaN à 900 °C pour former le puits quantique AlN/GaN. Nous avons produit plusieurs puits quantiques AlN/GaN avec les mêmes conditions de croissance. Nous avons déposé aussi des couches d'alliages

$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ dopés en silicium de 500 nm d'épaisseur de différentes compositions molaires sur la couche d'AlN à des températures comprises entre 820 °C et 900 °C pour étudier l'effet de la contrainte dans l'AlN sur les caractéristiques du 2DEG confiné. Nous avons vérifié la fraction molaire d'Al dans la couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et la contrainte dans la couche d'AlN en utilisant des mesures de diffraction de rayon X.

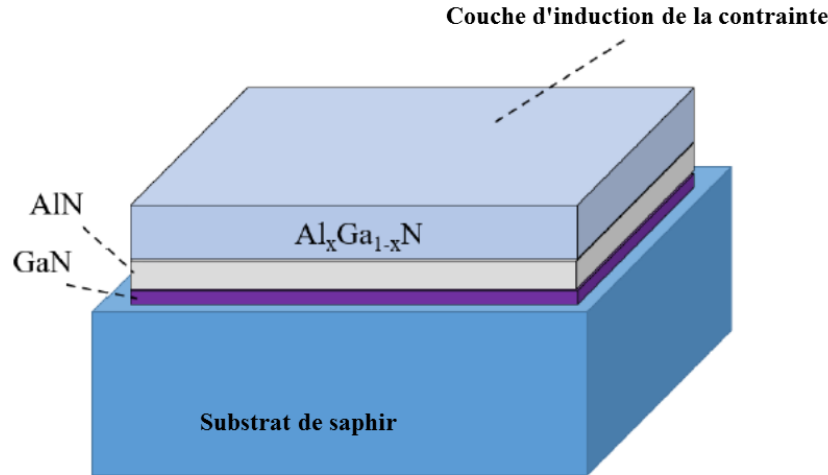


Figure 6.1 : Description schématique des échantillons étudiés.

6.3.2 Techniques utilisées pour mesurer des propriétés électriques et thermiques du 2DEG

Nous avons mesuré les propriétés électriques des échantillons étudiés en utilisant des dispositifs de Van der Pauw et le modèle de ligne de transmission (TLM). Nous avons utilisé une technique à effet Hall à température variable (dans la géométrie de Van der Pauw) pour mesurer la densité et la mobilité électronique dans les échantillons élaborés. Nous avons effectué des mesures dans la plage de températures de 10 K à 360 K à l'aide d'un cryostat à température variable et d'un assemblage d'électroaimants de 1.25 Tesla. Pendant les mesures par effet Hall, nous avons maintenu le courant à travers l'échantillon suffisamment bas pour être en conditions ohmiques. En plus de la géométrie de Van der Pauw, nous avons établi des plateformes de mesure de TLM par photolithographie. Nous avons défini une structure méssa en utilisant une gravure ionique basée sur Ar/Cl_2 . Nous avons gravé la structure assez profondément pour isoler les régions TLM. Après la gravure de méssa, nous avons recuit la couche supérieure à 750 °C pendant 30 secondes en N_2 ambiante, puis établi les contacts ohmiques en évaporant des électrodes $\text{Ti}(30 \text{ nm})/\text{Al}(180 \text{ nm})/\text{Ni}(40 \text{ nm})/\text{Au}(150 \text{ nm})$ sur celle-ci. Nous avons vérifié la stabilité du contact ohmique avant les mesures en vérifiant les caractéristiques de la courbe I-V. Les valeurs de la résistivité électrique obtenues à partir des mesures à effet Hall étaient cohérentes avec celles obtenues à partir des mesures TLM. Nous avons utilisé le modèle de l'effet Hall pour deux couches pour séparer la contribution des électrons libres dans les matériaux massifs de celle du 2DEG à

l'interface entre AlN et GaN. Nous pouvons trouver des détails sur le modèle utilisé dans les références [110] et [111].

Nous avons obtenu la masse effective des électrons bidimensionnelle à l'interface, qui est un ingrédient essentiel dans les formalismes des conductivités thermiques et électriques du 2DEG dans les échantillons étudiés, grâce à des mesures de chaleur spécifique à basse température. Nous avons effectué des mesures calorimétriques en utilisant le système de mesure des propriétés physiques (PPMS) développées par Quantum Design (détaillé en Chapitre 4) pour mesurer la chaleur spécifique à basse température des échantillons étudiés [34]. Nous avons dérivé la chaleur spécifique des échantillons mesurés en fonction de la température en analysant la réponse thermique du calorimètre en utilisant la méthode de relaxation, qui est décrite en détails dans le Chapitre 4 . Avant de monter les échantillons, nous apposons une petite quantité de la colle thermique Apiezon N sur le porte-échantillon et enregistrons la réponse en température des addenda (plateforme plus colle) dans un cycle de mesure (une période de chauffage suivie d'une période de refroidissement). Ensuite, nous ajustons la réponse thermique du calorimètre à l'équation d'équilibre thermique (détaillé dans la sous-section 4.1.2)

$$P(t) = c_t \frac{dT_{pl}(t)}{dt} + \kappa_w (T_{pl}(t) - T_0), \quad (6.11)$$

en utilisant la méthode des moindres carrés linéaires pour obtenir la chaleur spécifique des addenda c_t et la conductance thermique des fils, κ_w , reliant le porte-échantillon à un dissipateur thermique maintenu à la température T_0 . Dans l'équation (6.11), $P(t)$ est la puissance fournie dans l'échantillon et $T_{pl}(t)$ est la température du porte-échantillon à l'instant t . Dans une deuxième étape, nous pesons l'échantillon considéré, et le plaçons sur la colle Apiezon N et enregistrons la réponse thermique du calorimètre dans un cycle de mesure. Ensuite, nous obtenons la chaleur spécifique de l'échantillon mesuré c_s et la conductance thermique de la colle Apiezon κ_G , en éliminant la température de l'échantillon $T_s(t)$ dans l'ensemble des équations suivantes (détaillé dans la sous-section 4.1.2) :

$$P(t) = c_t \frac{dT_{pl}(t)}{dt} + \kappa_w (T_{pl}(t) - T_0) + \kappa_G (T_{pl}(t) - T_s(t)) \quad (6.12)$$

$$0 = c_s \frac{dT_s(t)}{dt} + \kappa_G (T_s(t) - T_{pl}(t)) \quad (6.13)$$

Ensuite, nous intégrons sur la période mesurée, et finalement nous ajustons l'équation résultante pour $T_{pl}(t)$ à la réponse thermique du calorimètre. Nous pouvons trouver des détails sur la méthode que nous avons adoptée pour analyser la réponse thermique du calorimètre et dériver la

chaleur spécifique des échantillons mesurés en fonction de la température dans les références [34] et [112].

Cependant, la méthode de mesure décrite ci-dessus fournit la superposition la contribution des vibrations du réseau et des contributions électroniques à la chaleur spécifique. La contribution électronique est, à son tour, la somme de la contribution des électrons libres dans les couches et la contribution des électrons libres à l'interface. Cependant, jusqu'à quelques dizaines de degrés Kelvin, la chaleur spécifique due aux vibrations du réseau augmente en fonction du cube de la température [45]. En revanche, à basses températures, où le niveau de Fermi est égal à l'énergie de Fermi, le traitement quantique de l'énergie des électrons libres dans les volumes des couches permet de dériver l'expression suivante pour la chaleur spécifique des électrons libres dans les couches

$$c_{v,el,b} = \left(\frac{dU}{dT} \right) \Big|_v = \frac{\pi^2 k_B^2 D(\varepsilon_F)}{3} T, \quad (6.14)$$

où U est l'énergie interne des électrons libres dans les couches et $D(\varepsilon_F) = 3n_b/2\varepsilon_F^b$ est la densité d'état à l'énergie de Fermi ε_F^b , qui est donnée par

$$\varepsilon_F^b = \frac{\hbar^2}{8m_b^*} \left(\frac{3n_b}{\pi} \right)^{2/3}. \quad (6.15)$$

Dans l'équation (6.15), n_b est la densité électronique dans les couches et m_b^* est la masse effective pour les électrons libres dans les couches [109]. Pour les couches AlN et GaN, m_b^* est égal à $0.4m_0$ et $0.2m_0$, respectivement, où m_0 est la masse d'un électron au repos [[113],[114]]. Pour les couches $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, nous évaluons m_b^* en utilisant la règle de Vegard. En supposant que l'épaisseur du 2DEG est donnée par d . Un traitement similaire de l'énergie du 2DEG à l'interface en considérant une densité d'état bidimensionnel $D_i(\varepsilon) = m_i^*/\pi\hbar^2 d$, permet d'exprimer la chaleur spécifique du 2DEG comme

$$c_{v,el,i} = \frac{\pi m_i^* k_B^2}{3\hbar^2 d} T \quad (6.16)$$

Ainsi, la chaleur spécifique totale mesurée à basse température prend la forme

$$c_V = BT^3 + \gamma_b T + \gamma_i T, \quad (6.17)$$

où le premier terme sur le côté droit de l'équation (6.17) est la contribution des vibrations du réseau à la chaleur spécifique et les termes linéaires donnent la contribution électronique à la chaleur spécifique. Le paramètre γ_b est le coefficient de la chaleur spécifique des électrons libres

dans les couches (voir l'équation (6.14)), et γ_i est le coefficient de la chaleur spécifique du 2DEG à l'interface entre l'AlN et le GaN (voir l'équation (6.16)). Étant donné que la contribution des vibrations du réseau est proportionnelle au cube de la température, elle peut devenir, à des températures très basses, comparable aux contributions électroniques, qui sont directement proportionnelles à la température. Pour tirer les contributions électroniques à partir des mesures de chaleur spécifiques, nous traçons c_v/T en fonction de T^2 et trouvons $\gamma_b + \gamma_i$ en extrapolant la courbe de c_v/T linéairement jusqu'à $T^2 = 0$, et en notant où elle intercepte l'axe c_v/T . Comme les grandeurs physiques apparaissant dans l'expression de γ_b sont dérivables à partir des mesures électriques, l'extrapolation linéaire de la courbe c_v/T jusqu'à $T^2 = 0$ permet de déterminer γ_i , et par conséquent, la masse effective du 2DEG à l'interface AlN/GaN dans l'échantillon mesuré en termes de d . De plus, la contribution du 2DEG est plus forte que celle des électrons libres dans les couches, ce qui permet de déterminer avec précision m_i^* à partir de l'extrapolation de la courbe c_v/T . Il convient de noter ici que la chaleur spécifique élevée du 2DEG est associée à une puissance thermique élevée [109], comme cela a été mesuré dans plusieurs systèmes électroniques bidimensionnels [[103],[115]–[121]].

Comme nous le montrerons dans la section 6.4, les mesures électriques permettent d'obtenir le temps de relaxation à énergie moyenne qui régit les différents processus de diffusion dans le 2DEG. Par conséquent, les méthodes de caractérisation décrites dans cette section fournissent tous les ingrédients nécessaires pour dériver à la fois la conductivité électrique σ et la conductivité thermique κ des électrons interfaciaux à partir des équations (6.7) et (6.10).

6.4 Résultats

6.4.1 Mesure de la contrainte dans les couches d'AlN en fonction de la fraction molaire d'Al dans la couche d'alliage AlGaN

Nous montrons dans la Figure 6.2, les spectres de diffraction des rayons X d'un échantillon avec un puits quantique AlN/GaN sans contrainte et des échantillons avec des puits quantiques AlN/GaN stressés par le dépôt des couches d'alliages $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ de différentes compositions. Les pics associés aux couches d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, qui se situent entre les pics d'AlN(0002) et de GaN(0002), fournissent des informations sur la fraction molaire d'Al (x) dans la couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ dans chaque échantillon. Dans l'encart de la Figure 6.2, nous montrons les pics associés aux couches d'AlN dans les échantillons. L'angle de Bragg de AlN subit un décalage vers un 2θ plus faible avec la diminution de la fraction molaire de Al dans la couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, indiquant une augmentation de la contrainte de tension dans la couche d'AlN à mesure que la fraction molaire de Al diminue dans la couche d'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ [122]. D'après la différenciation de l'équation de diffraction de Bragg $2\delta\sin\theta = m\lambda$, nous constatons que la contrainte $\Delta\delta/\delta_0$ dans la couche d'AlN est donnée par $\cos\theta \cdot \sin\theta_0 \cdot \Delta\theta/\sin^2\theta$. Ici, δ est l'espacement entre les plans cristallins, θ est l'angle de Bragg correspondant à la couche d'AlN,

m est un entier, λ est la longueur d'onde du rayonnement X, et δ_0 et θ_0 sont l'espacement entre les plans cristallins et l'angle de Bragg pour une couche d'AlN sans contrainte. Ainsi, il est possible d'évaluer la contrainte dans les couches d'AlN en fonction de la fraction molaire d'Al de la couche d'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ à partir des mesures de diffraction des rayons X illustrées dans l'encart de la Figure 6.2. Nous présentons dans le Tableau 6.1 les valeurs obtenues pour la contrainte dans les couches d'AlN dans les échantillons étudiés. La contrainte et la température sont les seules variables dans la présente étude. On note ici qu'en raison de la grande piézoélectricité de AlN, il serait possible d'imiter la contrainte observée qui résulte d'une différence de paramètre de maille entre $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et AlN par une contrainte piézoélectrique induite par un champ électrique appliqué. Nous notons également que l'échantillon avec le puits quantique AlN/GaN sans contrainte a été utile comme échantillon de référence pour évaluer la contrainte dans les couches d'AlN. Cependant, sa courbe de chaleur spécifique ne présentait pas la dépendance linéaire de la température requise pour l'évaluation des propriétés physiques du 2DEG confiné dans un puits quantique AlN/GaN sans contrainte. Dans ce qui suit, nous présentons d'abord les résultats des mesures de la masse effective des électrons, de l'énergie de Fermi, du niveau de Fermi dépendant de la température, et du libre parcours moyen des électrons dépendant de la température du 2DEG confiné dans les puits quantiques étudiés. Nous présentons également la dépendance de ces quantités physiques par rapport à la contrainte appliquée à la couche d'AlN. Ensuite, nous déduisons de ces mesures la dépendance des propriétés de transport du 2DEG confiné par rapport à la température et à la contrainte appliquées à la couche d'AlN.

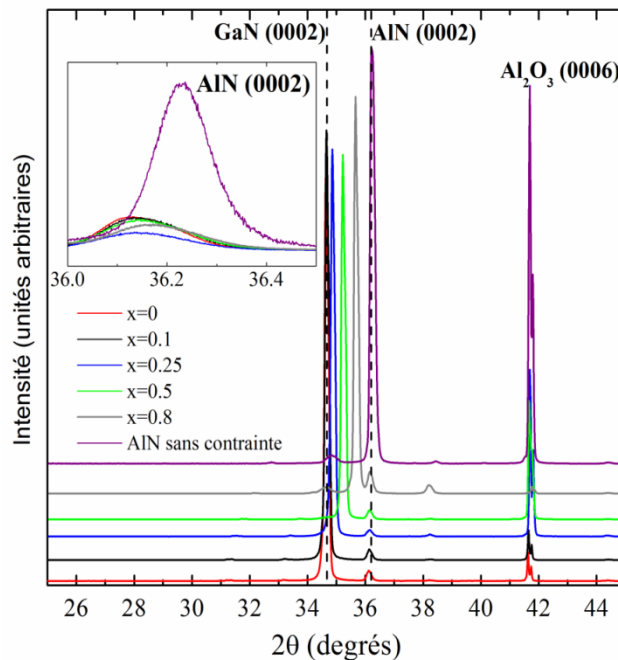


Figure 6.2 : Spectres de diffraction des rayons X des échantillons étudiés. La figure en encadré montre les pics de diffraction des rayons X associés aux couches d'AlN stressées par le dépôt des couches d'alliages $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ de différentes compositions.

Contenu d'Al (x) dans la couche d' Al _x Ga _{1-x} N	Contrainte dans la couche d'AlN	Densité électronique à l'interface (cm ⁻³)	Mobilité électronique à l'interface (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	$\gamma_b + \gamma_i$ (J.Kg ⁻¹ .K ⁻²)
0	0.00301	6.37×10 ¹⁸	103.4	0.056
0.1	0.00300	7.86×10 ¹⁸	65.3	0.053
0.25	0.00298	8.61×10 ¹⁸	45.4	0.023
0.5	0.00292	9.03×10 ¹⁸	25.7	0.063
0.8	0.00214	9.18×10 ¹⁸	13.1	0.023

Tableau 6.1 : La contrainte mesurée dans les couches d'AlN dans les échantillons étudiés et la dépendance des propriétés du 2DEG à basse température sur la contrainte dans la couche d'AlN déduite par des mesures à effet Hall et calorimétriques.

6.4.2 Mesures de la densité et de la mobilité électronique par l'effet Hall

Les mesures de l'effet Hall fournissent la densité d'électrons libres n_{\square} (en unités de cm⁻²) et la mobilité μ . Nous illustrons dans la Figure 6.3(a) la courbe de densité d'électrons libres (n_H) en fonction de la température pour les échantillons étudiés, mesurée à l'aide d'une technique à effet Hall à température variable et normalisée à l'épaisseur de la couche d'Al_xGa_{1-x}N contenant les électrons libres. Nous illustrons la mobilité mesurée des électrons libres dans les couches en fonction de la température (μ_H) dans la Figure 6.3(b). Les formes des courbes de densité électronique et de mobilité représentées sur les Figure 6.3(a) et Figure 6.3(b) ressemblent aux formes des courbes obtenues lorsque les électrons s'attachent sur les donneurs [111]. Cependant, des recherches avancées antérieures sur des mesures de l'effet Hall dans des matériaux de nitrure-III dopés-n élaborés sur des substrats de saphir ont démontré que ces formes de courbes de densité électronique et de mobilité sont plutôt dues à une contribution dominante d'un 2DEG dégénéré à l'interface à haute conduction [[110],[123]]. Dans un souci d'analyse quantitative, et pour séparer la contribution des électrons libres dans les couches de la contribution de 2DEG dégénérée à l'interface, nous avons utilisé le modèle de l'effet Hall pour deux couches [[110],[111]]. Nous montrons dans la Figure 6.3(c) et la Figure 6.3(d) la correction des mesures qui donne la densité et la mobilité des électrons libres dans les couches en fonction de la température. Nous présentons dans le Tableau 6.1 la densité et la mobilité des électrons à l'interface à basse température pour des couches d'alliage Al_xGa_{1-x}N de différentes fractions molaires d'Al (x). Comme on peut le voir sur les Figure 6.3(c) et Figure 6.3(d), après correction, les courbes de densité d'électrons libres et de mobilité présentent des courbes typiques pour un donneur unique.

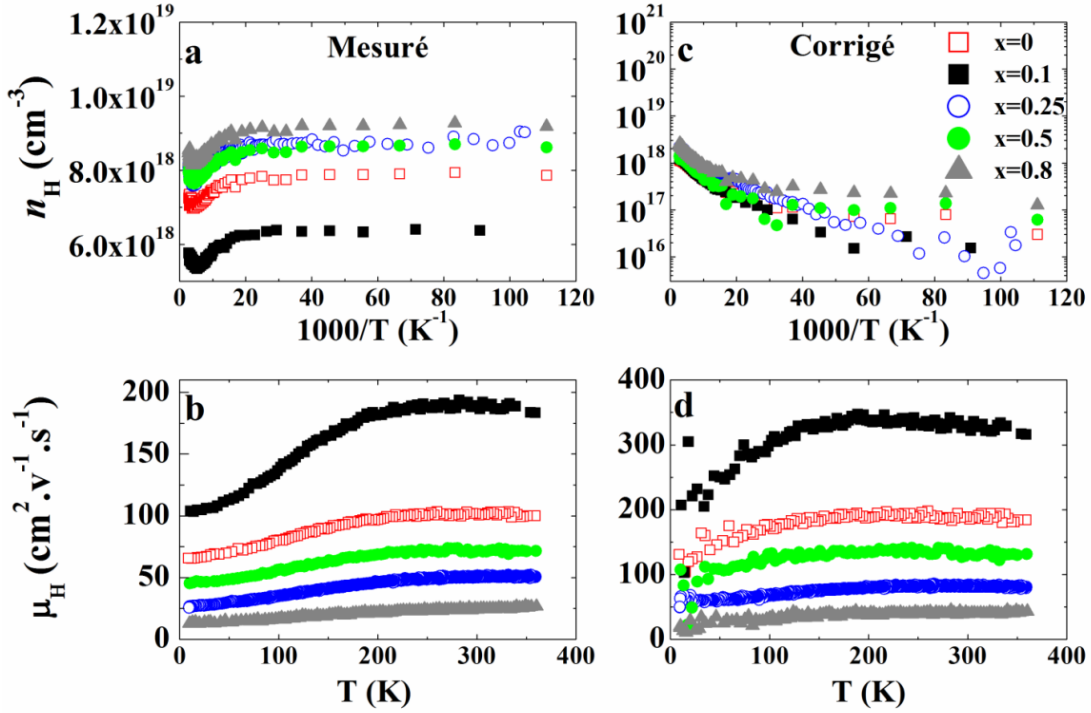


Figure 6.3 : Propriétés électriques mesurées et corrigées dans la plage de températures 10 – 360K. (a) Concentration des électrons libres mesurée. (b) Mobilité des électrons libres mesurée. (c) Concentration des électrons libres corrigée. (d) Mobilité des électrons libres corrigée. L'incertitude de mesure est indiquée par la taille des symboles utilisés pour tracer les résultats.

6.4.3 Mesure des propriétés physiques du gaz d'électrons bidimensionnel

À partir de la connaissance de la densité et mobilité électronique à l'interface à basse température, nous pouvons dériver des relations pertinentes pour la détermination des propriétés physiques, puis les propriétés de transport du 2DEG à l'interface dans les échantillons étudiés, en fonction de la contrainte dans la couche d'AlN. On peut exprimer la densité d'électrons surfacique (nombre de particules par unité de surface) $n_{\square i}$ en fonction de la densité d'états en unités d'énergie par unité de surface comme

$$n_{\square i} = \int_0^{\infty} f_0(\varepsilon) D_{\square i}(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (6.18)$$

En utilisant la propriété de la distribution de Fermi-Dirac $f_0(\varepsilon)$ à basse température nous pouvons réécrire l'équation (6.18) comme

$$n_{\square i} = \int_0^{\varepsilon_F^i} D_{\square i}(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (6.19)$$

où ε_F^i est l'énergie de Fermi du 2DEG à l'interface. Ensuite, en utilisant $D_{\square i}(\varepsilon) = m_i^*/\pi\hbar^2$ dans l'équation (6.19), nous trouvons la relation suivante entre la masse effective et l'énergie de Fermi du 2DEG mesuré

$$\varepsilon_F^i = \frac{\pi\hbar^2}{m_i^*} n_{\square i}. \quad (6.20)$$

En utilisant l'équation (6.18), nous pouvons également déterminer le niveau de Fermi du 2DEG E_F en termes d'énergie de Fermi ε_F^i . Nous trouvons

$$E_F = k_B T \ln \left(e^{\varepsilon_F^i/k_B T} - 1 \right). \quad (6.21)$$

En outre, comme l'a démontré dans la référence [111] (p.106), la mobilité mesurée du 2DEG est liée au temps de relaxation en moyenne énergétique $\langle \tau \rangle$ selon

$$\langle \tau \rangle = \frac{\int_0^\infty \tau(\varepsilon) \varepsilon (\partial f_0 / \partial \varepsilon) d\varepsilon}{\int_0^\infty \varepsilon (\partial f_0 / \partial \varepsilon) d\varepsilon} = \frac{m_i^*}{e} \mu \quad (6.22)$$

D'autre part, le temps de relaxation à énergie moyenne est donné par $\langle \tau \rangle = \tau(E_F)$. Il est lié au libre parcours moyen des électrons dans le 2DEG $\lambda(E_F)$ selon $\lambda(E_F) = \tau(E_F)v(E_F)$, où $v(E_F) = \sqrt{2E_F/m_i^*}$ pour $k_B T \ll E_F$. Comme nous le montrerons ci-dessous, la condition $k_B T \ll E_F$ est satisfaite pour tous les échantillons étudiés et sur toute la plage de température mesurée. Les trois équations (6.20), (6.21) et (6.22), fournissent des relations entre les grandeurs physiques (ε_F^i , E_F , $\langle \tau \rangle$, m_i^* et d) nécessaires pour évaluer les propriétés de transport du 2DEG confiné sur les interfaces dans les échantillons étudiés. Une autre relation entre ces quantités physiques peut être obtenue à partir des mesures de la chaleur spécifique à basse température c_v (voir section 6.3). Nous présentons dans la Figure 6.4 les courbes de chaleur spécifique des échantillons étudiés dans la plage de température de 2,5 K à 300 K, et dans l'encart de la Figure 6.4, nous présentons les résultats obtenus en utilisant une échelle logarithmique. Comme on peut le voir, les courbes mesurées ne diffèrent qu'à basse température où les électrons libres interfaciaux ont une contribution significative à la chaleur spécifique (voir section 6.3). Comme la contrainte et la température sont les seules variables dans cette étude, une telle différence entre les courbes de chaleur spécifique suggère que la contrainte sur la couche d'AlN a un effet significatif sur les propriétés électroniques à l'interface. La somme des coefficients de la chaleur spécifique du 2DEG à l'interface γ_i et de la chaleur spécifique des électrons libres dans les couches γ_b , qui fournit une relation supplémentaire entre m_i^* , n_b , ε_F^b , et l'épaisseur du 2DEG d (voir les équations (6.14), (6.15), (6.16) et (6.17)), peut être obtenue en extrapolant les courbes de c_v/T linéairement jusqu'à $T^2 = 0$, et en notant où elle intercepte l'axe c_v/T . Nous illustrons les

courbes mesurées de c_v/T par rapport à T^2 correspondant aux échantillons étudiés dans la Figure 6.5 et fournissons les valeurs de $\gamma_b + \gamma_i$ que nous avons obtenues en extrapolant les courbes de c_v/T linéairement jusqu'à $T^2 = 0$ dans le Tableau 6.1.

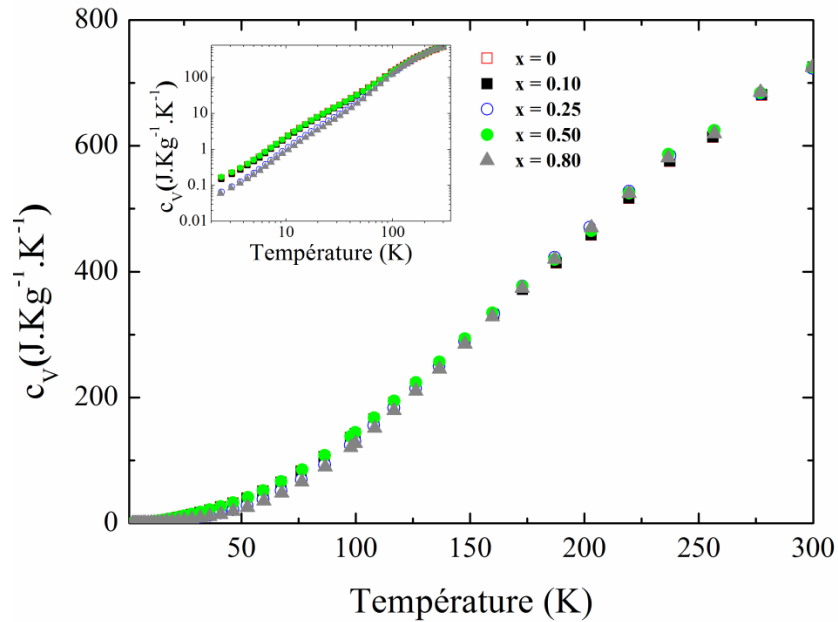


Figure 6.4 : Mesures de la chaleur spécifiques à volume constant en fonction de la température, obtenues à partir de mesures calorimétriques. L'incertitude de mesure est indiquée par la taille des symboles utilisés pour tracer les résultats. L'encart montre un graphique des résultats utilisant une échelle logarithmique pour mettre en évidence la chaleur spécifique à volume constant des échantillons étudiés à basse température.

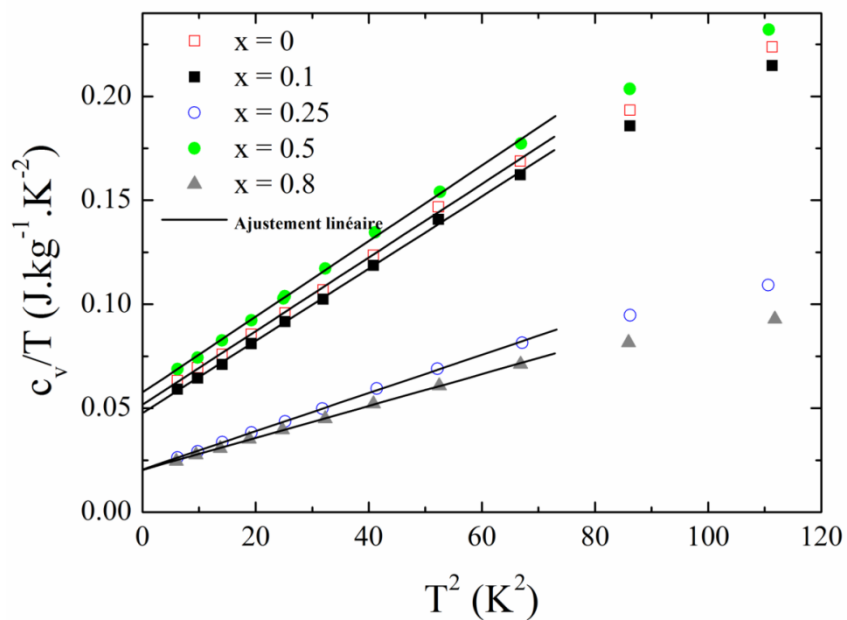


Figure 6.5 : Extrapolations linéaires des courbes du rapport chaleur spécifique/température en fonction de T^2 jusqu'à $T^2 = 0$.

En outre, il a été démontré que la masse effective du 2DEG interfacial confiné dans un puits quantique AlN/GaN relaxé orienté *c* est égale à $0.22m_0$ [124]. Nous avons donc fixé la masse effective des électrons du 2DEG interfacial confiné dans le puits quantique AlN/GaN le moins contraint à $0.22m_0$ et déterminé d ainsi que ε_F^i , E_F , et $\lambda(E_F)$ pour le puits quantique AlN/GaN le moins contraint en utilisant les quatre relations entre les propriétés physiques du 2DEG confiné dérivées ci-dessus. Ensuite, comme les épaisseurs des couches de GaN et d'AlN sont les mêmes dans tous les échantillons étudiés, nous avons fixé l'épaisseur d du 2DEG obtenue comme une constante et déterminé m_i^* , ε_F^i , E_F , et $\lambda(E_F)$ du 2DEG dans les puits quantiques AlN/GaN sous contrainte en utilisant les mêmes équations. De cette manière, nous pourrions obtenir toutes les quantités physiques nécessaires pour déduire des équations (6.7) et (6.10) la dépendance des conductivités électriques et thermiques du 2DEG confiné dans un puits quantique AlN/GaN de la température et de la contrainte appliquée à la couche d'AlN.

Nous illustrons les tracés de ces grandeurs physiques dans la Figure 6.6. Les résultats montrent que la masse électronique effective dans le 2DEG dégénéré à l'interface dépend fortement de la contrainte dans la couche d'AlN. Nous pouvons comprendre un tel effet si nous réalisons que la contrainte affecte la courbure de la bande de conduction et, par conséquent, la masse effective des électrons libres dans les couches et à l'interface AlN/GaN. Les différentes variations de la masse effective et de l'énergie de Fermi par rapport à la composition d'alliage observées dans la Figure 6.6 sont la signature d'un véritable 2DEG dont l'énergie est inversement proportionnelle à sa masse effective selon $\varepsilon_n(k) = \hbar^2 k^2 / 2m_i^* + n^2 \hbar^2 \pi^2 / 2m_i^* d^2$, où, $\hbar^2 k^2 / 2m_i^*$ est l'énergie d'un électron libre et $n^2 \hbar^2 \pi^2 / 2m_i^* d^2$ est l'énergie des niveaux quantiques dans la direction perpendiculaire à l'interface. Ici, $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ est le vecteur d'onde dans le plan de l'échantillon, et n est un nombre quantique [[13],p.183]. De plus, on remarque que pour tous les échantillons étudiés et sur toute la plage de température mesurée, l'énergie de Fermi ε_F^i est très proche du niveau de Fermi E_F , et $k_B T \ll E_F$. Ces résultats justifient l'utilisation de l'équation $v(E_F) = \sqrt{2E_F/m_i^*}$ et supportent les hypothèses avec lesquelles nous avons obtenu les formalismes des conductivités électriques et thermiques du 2DEG dans la section 6.2. Le niveau de Fermi de l'électron à l'interface et le libre parcours moyen sont presque indépendants de la température sur la plage de température mesurée. La faible dépendance du libre parcours moyen des électrons dans le système 2DEG à l'interface AlN/GaN peut être comprise si nous réalisons que, contrairement à l'hétérointerface AlGaIn/GaN appariée au réseau, l'hétérointerface AlN/GaN présente une forte densité de défauts résultant de la grande différence de maille entre AlN et GaN ($\Delta a/a \approx 2,4\%$). Par conséquent, les caractéristiques du système 2DEG à une interface AlN/GaN sont dominées par la diffusion des défauts dont les potentiels sont indépendants de la température (bien que la fonction de screening soit dépendante de la température), ce qui entraîne une très faible dépendance de la température pour le libre parcours moyen des électrons [[125],[126]].

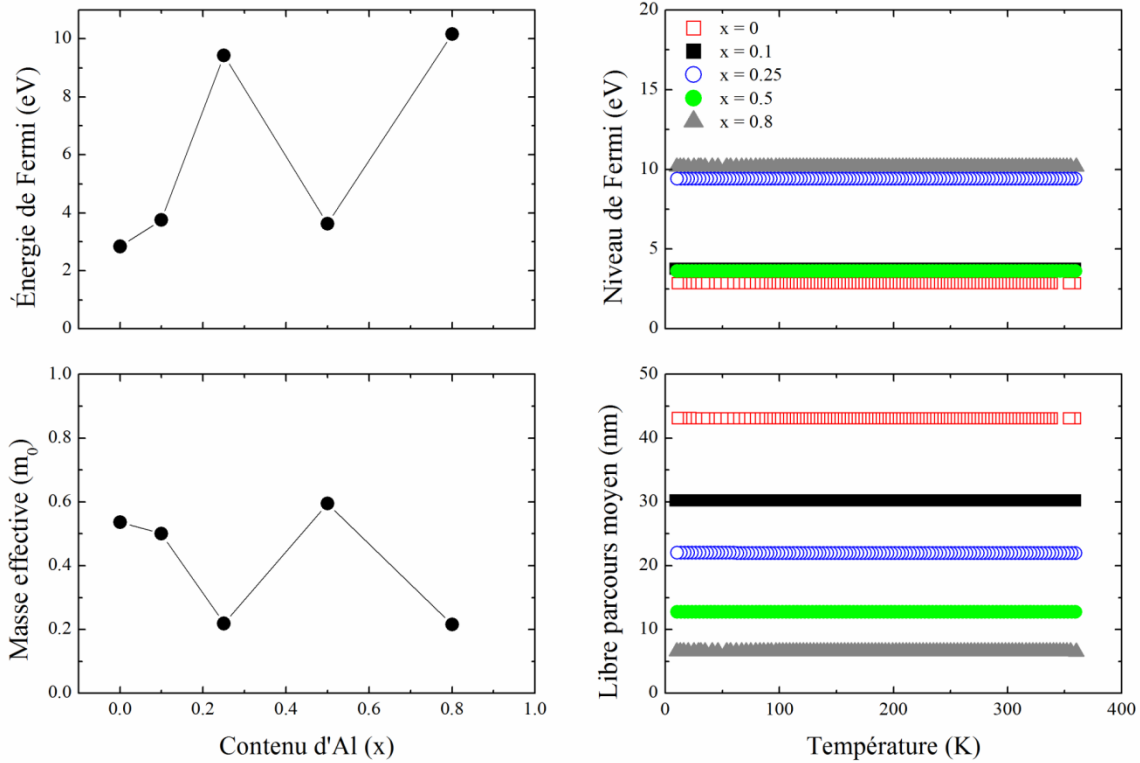


Figure 6.6 : Propriétés physiques critiques du gaz d'électrons bidimensionnel confinées à l'interface entre les couches AlN et GaN en fonction de la température et de la fraction molaire d'Al (x) dans la couche $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. L'incertitude des données est indiquée par la taille des symboles utilisés pour tracer les résultats.

6.4.4 Mesure des propriétés de transport du gaz d'électrons bidimensionnel en fonction de la température et de la contrainte

Après avoir mesuré les propriétés physiques critiques du 2DEG dans les échantillons étudiés, nous nous tournons vers l'évaluation des conductivités électriques et thermiques du 2DEG à l'interface entre les couches AlN et GaN en fonction de la température et de la contrainte dans la couche AlN. Nous illustrons dans la Figure 6.7 les graphiques des conductivités électriques et thermiques du 2DEG dans les échantillons étudiés tels qu'obtenus en utilisant les équations (6.7) et (6.10) avec les propriétés physiques dépendantes de la température et de la contrainte dérivées à partir des mesures électriques et calorimétriques. Les graphiques de la Figure 6.7 montrent que la conductivité électrique du 2DEG confiné est presque indépendante de la température dans la plage de température mesurée et augmente de façon monotone à mesure que la contrainte dans la couche d'AlN augmente. Ces résultats suggèrent raisonnablement que, dans la plage de température mesurée, le taux de diffusion des électrons libres à l'interface $1/\tau$ est presque indépendant de la température. Cependant, à des températures plus élevées, la conductivité électrique du 2DEG confiné dans un puits quantique AlN/GaN peut devenir dépendante de la

température en raison d'une augmentation du taux de diffusion des électrons par les phonons optiques polaires dans GaN et AlN [[127]–[129]].

La Figure 6.7 montre également que la conductivité thermique du 2DEG confiné augmente de façon monotone avec l'augmentation de la contrainte dans la couche d'AlN et dépend linéairement de la température, reflétant la chaleur spécifique des électrons libres à l'interface. Sur la base de la relation $\kappa = 1/3 v^2 \tau c_v$ [[13], p.158], où v^2 est la moyenne de carrée de vitesse électronique à l'interface, une telle dépendance linéaire de la conductivité thermique du 2DEG à la température suggère également que les électrons libres à l'interface subissent des processus de diffusion indépendants de la température, tels que la diffusion par des dislocation, la diffusion par des impuretés ionisées, et la diffusion par le champ piézoélectrique [125]. Ces résultats suggèrent également que dans la plage de température mesurée, on peut exclure la diffusion électron-électron due à l'interaction de Coulomb car ce mécanisme de diffusion conduit à un taux de diffusion dépendant de la température [[130],[131]].

De plus, dans les systèmes d'électrons libres et indépendants, la loi de Wiedemann-Franz qui relie la conductivité thermique et la conductivité électrique d'un matériau constitué d'électrons se déplaçant assez librement dans un matériau prévoit que le nombre de Lorentz L défini comme $L = \kappa/\sigma T$ prend une valeur théorique donnée par

$$L_0 = \frac{\pi^2 k_B^2}{3e^2} = 2.44 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega/\text{K}^2. \quad (6.23)$$

Le nombre de Lorentz obtenu pour tous les échantillons mesurés est indépendant de la température et très proche de la valeur théorique de Weidemann-Franz. Ces résultats confirment fortement que le 2DEG confiné dans un puits quantique à l'interface AlN/GaN est un métal bidimensionnel de Drude, c'est-à-dire qu'il satisfait les approximations des électrons indépendants et libres avec un temps de relaxation indépendant de la température décrivant la diffusion des électrons à l'interface.

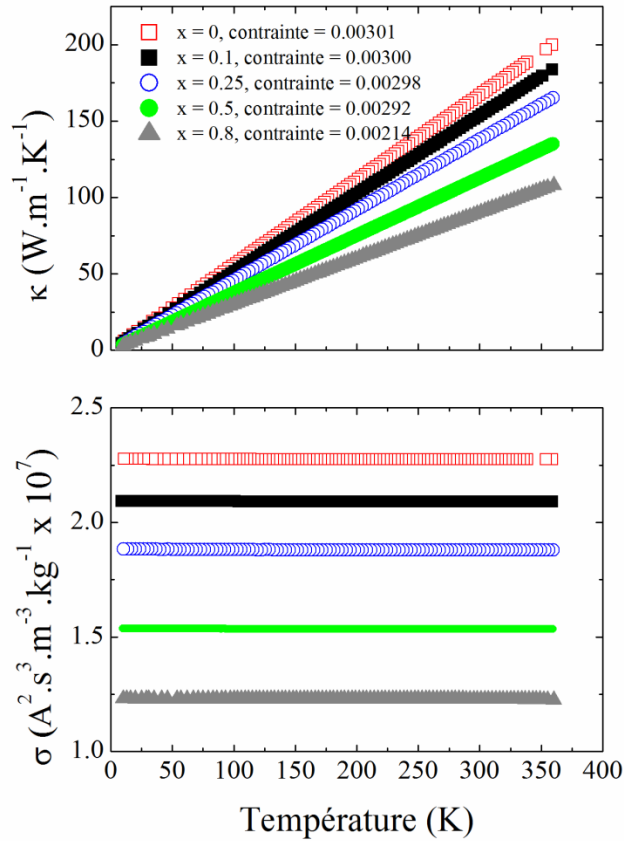


Figure 6.7 : Conductivité électrique (σ) et conductivité thermique (κ) du gaz d'électrons bidimensionnels formés à l'interface entre les couches AlN et GaN en fonction de la température et de la contrainte dans la couche AlN. L'incertitude des données est indiquée par la taille des symboles utilisés pour tracer les résultats.

Nous pouvons maintenant procéder à l'analyse quantitative de l'effet de la contrainte dans la couche d'AlN sur les conductivités électriques et thermiques du 2DEG confiné dans le puits quantique formé à l'interface AlN/GaN. Dans la Figure 6.8, nous montrons les conductivités électriques et thermiques à température ambiante du 2DEG en fonction de la contrainte dans la couche AlN. Nous montrons également l'ajustement des données obtenues aux fonctions mathématiques. Les résultats illustrés dans la Figure 6.8 montrent que pour des contraintes faibles, les conductivités électrique et thermique à température ambiante augmentent de façon exponentielle à mesure que la contrainte dans la couche d'AlN augmente. Cela est dû au fait que la contrainte dans l'AlN renforce le champ piézoélectrique qui, à son tour, favorise l'accumulation d'électrons à l'interface. Compte tenu de la piézoélectricité élevée de l'AlN, on peut induire la contrainte requise pour un réglage efficace du 2DEG à l'interface AlN/GaN par l'application d'un champ électrique externe. En exploitant la haute piézoélectricité de l'AlN, il est également possible de moduler les conductivités électrique et thermique du 2DEG à la fréquence d'un champ électrique externe alternatif pour des nombreuses applications avancées en électronique, ainsi qu'en thermotronique [[132]–[134]].

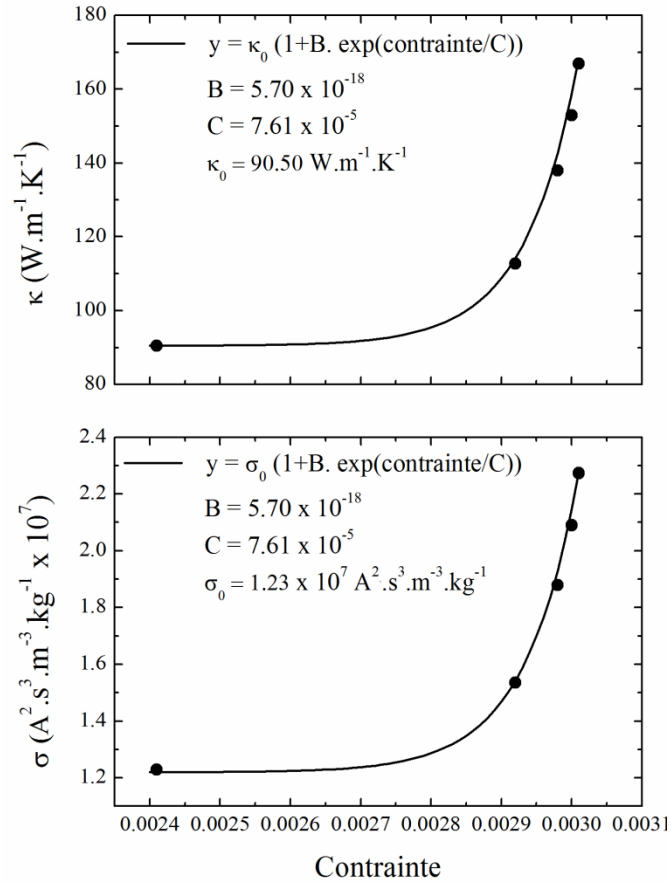


Figure 6.8 : Conductivité électrique et thermique du gaz d'électrons bidimensionnel confiné à l'interface entre les couches AlN et GaN à la température ambiante en fonction de la contrainte dans la couche AlN. Les données sont ajustées aux fonctions mathématiques. σ_0 et κ_0 sont la conductivité électrique et la conductivité thermique du 2DEG dans un puits quantique AlN/GaN sans contrainte.

6.5 Conclusion

Nous avons développé des puits quantiques AlN/GaN sur un substrat de saphir orienté suivant l'axe c et stressé les couches d'AlN par des couches d'alliage $Al_xGa_{1-x}N$ de différentes compositions en utilisant la technique de croissance de l'épitaxie par faisceau moléculaire. Les échantillons élaborés ont permis d'étudier l'effet de la contrainte dans la couche d'AlN sur les propriétés de transport du gaz d'électrons bidimensionnels confinés dans le puits quantique à l'interface AlN/GaN. Nous avons dérivé d'après des mesures de l'effet Hall à température variable et des mesures calorimétriques des propriétés physiques et des propriétés de transport du gaz d'électrons bidimensionnels confiné en fonction de la température et de la contrainte dans la couche d'AlN. Les résultats obtenus ont démontré que dans la plage de températures entre 10K et 360K, une conductivité électrique indépendante de la température et une conductivité thermique dépendant linéairement de la température caractérisent les électrons libres à l'interface, et les

valeurs obtenues pour les propriétés de transport sont en excellent accord avec celles prévu par la loi de Weidemann-Franz. Ces résultats ont montré que les électrons confinés dans les puits quantiques AlN/GaN étudiés satisfont les approximations d'électrons indépendants et libres avec un taux de diffusion bien décrit par un temps de relaxation à énergie moyenne indépendant de la température. Nous avons également constaté que la contrainte dans la couche d'AlN a un effet très important sur les propriétés de transport du gaz d'électrons bidimensionnel confiné dans le puits quantique à l'interface AlN/GaN. Pour des contraintes faibles causées par des différences de maille entre l'AlN et l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, nous avons constaté que les conductivités électrique et thermique du gaz d'électrons bidimensionnels augmentent de façon exponentielle avec l'augmentation de la contrainte dans la couche d'AlN. La haute piézoélectricité d'AlN permet d'induire des contraintes dans la couche d'AlN et de régler les propriétés de transport du gaz d'électrons bidimensionnels confinés à travers un champ électrique externe au lieu d'une contrainte induite par une différence de maille.

Conclusion générale

Dans cette thèse, nous étudions le transport d'énergie par deux types d'excitations de surface : Par des modes électromagnétiques confinés sur les surfaces d'une couche de matériau polaire insérée entre deux milieux de constantes diélectriques positives, et par un gaz d'électrons bidimensionnel confiné dans un puits quantique formé à l'interface entre une couche d'AlN et une couche de GaN.

Dans la première partie, nous présentons des mesures photothermique dans l'infrarouge moyen d'un courant thermique important dû à des ondes électromagnétiques confinées sur les surfaces d'une couche mince diélectrique polaire insérée entre deux milieux non polaires de constantes diélectriques élevées. La technique utilisée sert à exciter et lancer ces modes électromagnétiques sur les surfaces de la couche polaire, et ensuite mesurer leur contribution à la diffusivité thermique dans la direction parallèle à la surface de la couche. Nous appliquons l'approche expérimentale développée pour mesurer la diffusivité thermique dans le plan des couches minces de carbure de silicium amorphe de différentes épaisseurs insérées entre un substrat de Si et l'air. En analysant les données expérimentales par deux méthodes d'analyses différentes, nous montrons que la diffusivité thermique par les ondes électromagnétiques confinées sur les surfaces de la couche polaire augmente rapidement avec la diminution de l'épaisseur de la couche en raison d'un couplage entre les ondes qui devient de plus en plus fort en diminuant l'épaisseur de la couche polaire. Nous montrons aussi que le courant thermique dû au transport de ces modes de surface dans une couche de carbure de silicium amorphe de 3 nm d'épaisseur insérée entre du Si et l'air est de plusieurs ordres de grandeur supérieur au courant thermique dû aux phonons thermiques dans le Si.

Dans la deuxième partie, nous étudions les conductivités électriques et thermiques du gaz d'électrons bidimensionnel confiné dans le puits quantique rectangulaire formé à l'hétérojonction entre une couche de GaN et une couche d'AlN stressée par une couche d'alliage d'AlGaIn, dans la plage de température entre 10K et 360K. Nous présentons un protocole expérimental pour déduire des mesures de l'effet Hall et des mesures calorimétriques les caractéristiques critiques et les propriétés de transport d'un gaz d'électrons bidimensionnel confiné dans des puits quantiques. Nous montrons que la conductivité électrique de ce gaz est indépendante de la température, tandis que sa conductivité thermique dépend linéairement de la température, reflétant la chaleur spécifique des électrons interfaciaux libres. Nous montrons que les valeurs obtenues pour les conductivités électriques et thermiques sont en excellent accord avec celles prédites par la loi de Weidemann-Franz. Les résultats obtenus démontrent que dans la plage de température mesurée, le système d'électrons bidimensionnel étudié satisfait les approximations de l'électron indépendant et l'électron libres établies par Drude. Nous montrons que pour des faibles contraintes dans la couche d'AlN, les conductivités électrique et thermique des électrons interfaciaux augmentent de façon exponentielle avec l'augmentation de la contrainte. La bonne piézoélectricité de l'AlN permet un réglage efficace des propriétés de transport du gaz

d'électrons bidimensionnel confiné dans un puits quantique formé à l'interface AlN/GaN par une couche d'AlN stressée par une contrainte induite par l'application d'un champ électrique au lieu d'une différence de maille.

Les résultats obtenus dans les deux parties de cette thèse permettent de mieux comprendre la physique des importantes excitations élémentaires confinées sur des surfaces des solides, et fournissent des approches efficaces pour développer des technologies innovantes qui peuvent répondre aux besoins industriels.

Annexe : Dérivation de l'équation de van der Pauw

Comme la montre la Figure B, nous appliquons un courant $2I$ au point 2 dans un échantillon infini dans toutes les directions.

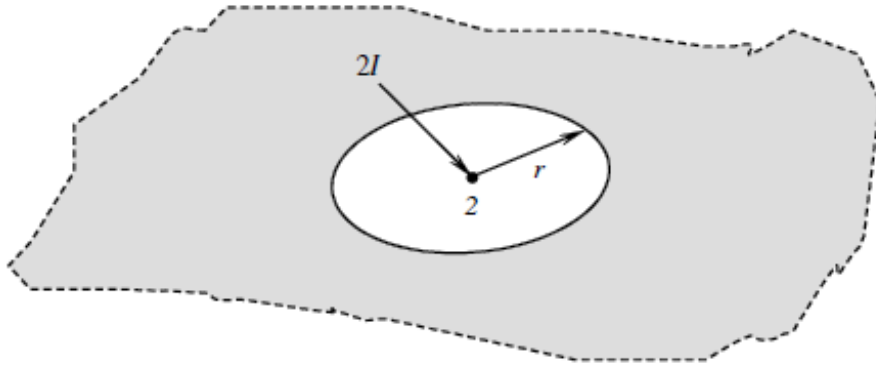


Figure B : Illustration d'un échantillon infini [40].

Soit ρ la résistivité de l'échantillon et d son épaisseur. À une distance r du point 2, la densité de courant est :

$$\vec{j} = \frac{2I}{2\pi r d} \vec{r} \quad (\text{A1})$$

et d'après la loi d'Ohm, le champ électrique radial est :

$$\vec{E} = \rho \vec{j} = \rho \frac{I}{\pi r d} \vec{r}. \quad (\text{A2})$$

Supposons maintenant qu'il existe aussi des points 3 et 4 situés avec 2 sur une même ligne droite, comme illustré à la Figure C.

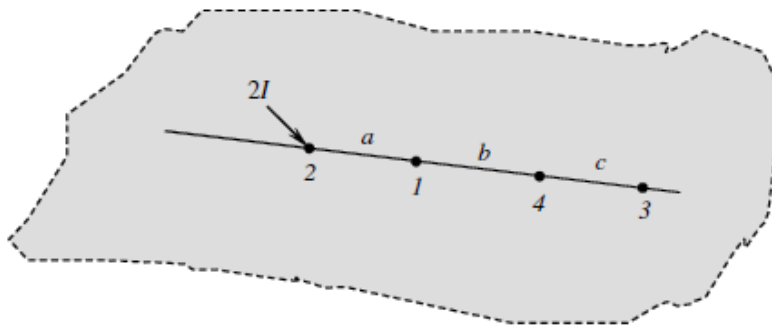


Figure C : Le passage du courant à travers des points situés sur une ligne droite et séparés par les distances a , b et c dans l'échantillon [40].

La différence de tension V_{34} entre les points 3 et 4 avec un courant injecté au point 2 est :

$$(V_3 - V_4)_{in} = - \int_4^3 \vec{E} \cdot d\vec{r} = -\rho \frac{I}{\pi d} \int_4^3 \frac{dr}{r} = -\rho \frac{I}{\pi d} \ln \left(\frac{a+b+c}{a+b} \right) \quad (A3)$$

et la différence de potentiel V_{34} avec un courant sortant du point 1 qui se situe sur la même ligne du point 2 est :

$$(V_3 - V_4)_{out} = - \int_4^3 \vec{E} \cdot d\vec{r} = \rho \frac{I}{\pi d} \int_4^3 \frac{dr}{r} = \rho \frac{I}{\pi d} \ln \left(\frac{b+c}{b} \right). \quad (A4)$$

En combinant les équations (A3) et (A4), on trouve la différence de potentiel entre les points 3 et 4 avec un courant injecté dans un échantillon au point 2 et sorti du point 1. Cette différence de potentiel est donnée par

$$(V_3 - V_4)_{tot} = (V_3 - V_4)_{in} + (V_3 - V_4)_{out} = \rho \frac{I}{\pi d} \ln \left(\frac{(a+b)(b+c)}{b(a+b+c)} \right). \quad (A5)$$

La résistance $R_{21,34}$ est alors :

$$R_{21,34} = \frac{(V_3 - V_4)_{tot}}{I_{21}} = \frac{\rho}{\pi d} \ln \left(\frac{(a+b)(b+c)}{b(a+b+c)} \right) \quad (A6)$$

Si nous inversons le courant de I_{21} à I_{12} et mesurons la tension V_{43} au lieu de V_{34} , le résultat devrait être le même. C'est à dire $R_{21,34} = R_{12,43}$. Nous manipulons maintenant l'équation (A6) (après avoir effectué cette substitution) pour obtenir :

$$\exp \left(-\frac{\pi d}{\rho} R_{12,43} \right) = \frac{b(a+b+c)}{(a+b)(b+c)}. \quad (A7)$$

Si le courant entre du point 1 et sort du point 4 et on mesure la tension V_{23} on obtient une expression similaire a (A7) en termes de $R_{14,23}$. Cette expression est donnée par

$$\exp \left(-\frac{\pi d}{\rho} R_{14,23} \right) = \frac{ac}{(a+b)(b+c)}. \quad (A8)$$

La sommation des équations (A7) et (A8) donne une expression simple, connue sous le nom d'équation de van der Pauw [[40],[41]] :

$$\exp\left(-\frac{\pi d}{\rho} R_{12,43}\right) + \exp\left(-\frac{\pi d}{\rho} R_{14,23}\right) = 1. \quad (\text{A9})$$

Pour simplifier l'équation (A9), on définit : $x_1 = \pi d R_{12,43}$ et $x_2 = \pi d R_{14,23}$ et on note que x_1 et x_2 peut-être s'écrivent respectivement sous cette forme $x_1 = \frac{1}{2}((x_1 + x_2) + (x_1 - x_2))$ et $x_2 = \frac{1}{2}((x_1 + x_2) - (x_1 - x_2))$, alors on obtient

$$\exp\left(-\frac{1}{2\rho}((x_1 + x_2) + (x_1 - x_2))\right) + \exp\left(-\frac{1}{2\rho}((x_1 + x_2) - (x_1 - x_2))\right) = 1. \quad (\text{A10})$$

On factorise l'équation (A10) par un facteur $\exp\left(-\frac{x_1 + x_2}{2\rho}\right)$, et en utilisant l'expression trigonométrique $\cosh(x) = \frac{e^x + e^{-x}}{2}$, l'équation (A10) devient :

$$\exp\left(-\frac{x_1 + x_2}{2\rho}\right) \cosh\left(\frac{x_1 - x_2}{2\rho}\right) = \frac{1}{2} \quad (\text{A11})$$

On définit une fonction f comme suit [40] :

$$f = \ln 2 \frac{2\rho}{x_1 + x_2}. \quad (\text{A12})$$

Puis, on substitue l'équation (A12) dans l'équation (A11) et on remplace x_1 et x_2 par $\pi d R_{12,43}$ et $\pi d R_{14,23}$ respectivement comme défini ci-dessus, pour avoir

$$\exp\left(-\frac{\ln 2}{f}\right) \cosh\left(\left(\frac{R_{12,43}/R_{14,23} - 1}{R_{12,43}/R_{14,23} + 1}\right) \frac{\ln 2}{f}\right) = \frac{1}{2}. \quad (\text{A13})$$

À partir de l'équation (A13), on peut exprimer la fonction f en fonction du rapport $(R_{12,43}/R_{14,23})$, et finalement via l'équation (A12) la résistivité de l'échantillon (en considérant qu'il est mince et uniforme) prend la forme [[40],[41]] :

$$\rho = \frac{\pi d (R_{12,43} + R_{14,23})}{2 \ln 2} f(R_{12,43}/R_{14,23}) \quad (\text{A14})$$

Références

- [1] M. Kazan and S. Volz, “Calculation of the lattice thermal conductivity in granular crystals,” *J. Appl. Phys.*, vol. 115, no. 7, p. 073509, Feb. 2014.
- [2] M. Planck, “The Theory of Heat Radiation.molecules,” vol. 6, no. 1023, p. 16, 1914.
- [3] D. G. Cahill *et al.*, “Nanoscale thermal transport. II. 2003–2012,” *Appl. Phys. Rev.*, vol. 1, no. 1, p. 011305, 2014.
- [4] J. D. Caldwell *et al.*, “Low-loss, infrared and terahertz nanophotonics using surface phonon polaritons,” *Nanophotonics*, vol. 4, no. 1, pp. 44–68, 2015.
- [5] N. Ocelic and R. Hillenbrand, “Subwavelength-scale tailoring of surface phonon polaritons by focused ion-beam implantation,” vol. 3, no. 9, p. 605, 2004.
- [6] J. J. Greffet, R. Carminati, K. Joulain, J. P. Mulet, S. Mainguy, and Y. Chen, “Coherent emission of light by thermal sources,” vol. 416, no. 6876, p. 60, 2002.
- [7] G.P. Srivastava, *The Physics of Phonons*. CRS press, 1990.
- [8] S. Perkowitz, *Optical characterization of semiconductors : infrared, Raman, and photoluminescence spectroscopy*, vol. 14. Elsevier, 2012.
- [9] K. Kliewer and R. Fuchs, “Theory of dynamical properties of dielectric surfaces,” 1974, pp. 355–541.
- [10] L. Tranchant, “Transferts radiatifs de champ proche guidés : nanostructures à phonon-polaritons de surface.”
- [11] C. Yeh and F. Shimabukuro, “The Essence of Dielectric Waveguides,” Springer, 2008, pp. 99–102.
- [12] D.-Z. A. Chen, A. Narayanaswamy, and G. Chen, “Surface phonon-polariton mediated thermal conductivity enhancement of amorphous thin films,” *Phys. Rev. B*, vol. 72, p. 155435, 2005.
- [13] Zhuomin Zhang, “Nano/Microscale Heat Transfer,” McGraw-Hill, Nanoscience and Technology Series, 2007.
- [14] J. Callaway, “Model for lattice thermal conductivity at low temperatures,” *Phys. Rev.*, vol. 113, p. 1046, 1959.
- [15] M. Kazan, “Application of Houston’s Method to the Calculation of the Direction-Dependent Thermal Conductivity in Finite Crystals at Low Temperatures,” *J. Heat Transfer*, vol. 139, 2017.

- [16] D. Dijkkamp *et al.*, “Preparation of Y- Ba- Cu oxide superconductor thin films using pulsed laser evaporation from high Tc bulk material,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 51, no. 8, pp. 619–621, Aug. 1987.
- [17] D. Bäuerle, “Laser Processing and Chemistry.”
- [18] A. A. Puretzky, D. B. Geohegan, H. Schittenhelm, X. Fan, and M. A. Guillorn, “Time-resolved diagnostics of single wall carbon nanotube synthesis by laser vaporization,” *Appl. Surf. Sci.*, vol. 197–198, pp. 552–562, Sep. 2002.
- [19] W. Marine, L. Patrone, B. Luk’yanchuk, and M. Sentis, “Strategy of nanocluster and nanostructure synthesis by conventional pulsed laser ablation,” *Appl. Surf. Sci.*, vol. 154–155, pp. 345–352, Feb. 2000.
- [20] A. Y. Cho and J. R. Arthur, “MOLECULAR BEAM EPITAXY,” Pergamon Press, 1975.
- [21] H. S. Carslaw and J. C. Jaeger, “Conduction of heat in solids,” 1959, p. 282.
- [22] C. B. Reyes, “Thermal Wave Measurement of Thermal Diffusivities of Solids.,” 1988.
- [23] A. Mandelis, “Photoacoustic and thermal wave phenomena in semiconductors,” 1987.
- [24] A. C. Boccara, D. Fournier, and J. Badoz, “Thermo- optical spectroscopy: Detection by the ‘mirage effect’,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 36, no. 2, p. 130, 1980.
- [25] W. B. Jackson, N. M. Amer, A. C. Boccara, and D. Fournier, “Photothermal deflection spectroscopy and detection,” *Appl. Opt.*, vol. 20, no. 8, pp. 1333–1344, 1981.
- [26] L. C. Aamodt and J. C. Murphy, “Thermal effects in photothermal spectroscopy and photothermal imaging,” *J. Appl. Phys.*, vol. 54, no. 2, p. 581, 1983.
- [27] P. K. Kuo *et al.*, “Mirage-effect measurement of thermal diffusivity. Part I: experiment,” *Can. J. Phys.*, vol. 64, no. 9, pp. 1165–1167, Sep. 1986.
- [28] P. K. Kuo, E. D. Sandler, L. D. Favro, and R. L. Thomas, “Mirage-effect measurement of thermal diffusivity. Part II: theory,” *Can. J. Phys.*, vol. 64, no. 9, pp. 1168–1171, Sep. 1986.
- [29] P. Kuo, L. Favro, and R. Thomas, “Mirage detection of thermal waves,” pp. 191–212, 1988.
- [30] G. R. Stewart, “Measurement of low-temperature specific heat,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 54, no. 1, pp. 1–11, Jan. 1983.
- [31] A. Tari, *The Specific Heat of Matter at Low Temperatures*. PUBLISHED BY IMPERIAL COLLEGE PRESS AND DISTRIBUTED BY WORLD SCIENTIFIC PUBLISHING CO., 2003.

- [32] P. F. Sullivan and G. Seidel, “Steady-state, Ac-temperature calorimetry,” *Phys. Rev.*, vol. 173, no. 3, pp. 679–685, Sep. 1968.
- [33] R. Bachmann *et al.*, “Heat Capacity Measurements on Small Samples at Low Temperatures,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 43, no. 2, pp. 205–214, 1972.
- [34] J. Shang Hwang, K. Jan Lin, and C. Tien, “Measurement of heat capacity by fitting the whole temperature response of a heat-pulse calorimeter,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 68, p. 94, 1997.
- [35] “Quantum Design, Physical Property Measurement System Heat Capacity Option User’s Manual.”
- [36] “Quantum Design, Physical Property Measurement System ® DynaCool TM User’s Manual.”
- [37] R. Jehee, “Master Thesis: The evolution of the ferromagnetic ordering of Co doped URhGe,” 2015.
- [38] Y. Moriya, H. Kawaji, T. Atake, M. Fukuhara, H. Kimura, and A. Inoue, “Heat capacity measurements on a thin ribbon sample of Zr_{0.55}Al_{0.10}Ni_{0.05}Cu_{0.30} glassy alloy and Apiezon N high vacuum grease using a Quantum Design Physical Property Measurement System,” *Cryogenics (Guildf.)*, vol. 49, no. 5, pp. 185–191, May 2009.
- [39] A. Gasparini, “QUANTUM CRITICALITY IN CORRELATED METALS, A GRÜNEISEN PARAMETER STUDY,” 2010.
- [40] “Physics Lab manual, Hall Effect and Resistivity Measurements in Doped GaAs.”
- [41] L. J. van der Pauw, “A METHOD OF MEASURING SPECIFIC RESISTIVITY AND HALL EFFECT OF DISCS OF ARBITRARY SHAPE,” *Philips Res. Reports*, vol. 13, no. 1, 1958.
- [42] A. I. Boukai, Y. Bunimovich, J. Tahir-Kheli, J.-K. Yu, W. A. G. Iii, and J. R. Heath, “Silicon nanowires as efficient thermoelectric materials,” *Nature*, vol. 451, p. 168, 2008.
- [43] A. I. Hochbaum *et al.*, “Enhanced thermoelectric performance of rough silicon nanowires,” *Nature*, vol. 451, p. 163, Jan. 2008.
- [44] B. L. Davis and M. I. Hussein, “Nanophononic Metamaterial: Thermal Conductivity Reduction by Local Resonance,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 112, p. 055505, 2014.
- [45] A. Iskandar *et al.*, “Modification of the phonon spectrum of bulk Si through surface nanostructuring,” *J. Appl. Phys.*, vol. 120, p. 95106, 2016.
- [46] I. Prigogine and S. A. Rice, “Aspects of the Study of Surfaces (John Wiley & Sons),” vol. 27, p. 355.

- [47] C. F. Bohren and D. R. Huffman, "Absorption and scattering of light by small particles (Wiley-VCH, Weinheim, Germany, 1998)," p. 241.
- [48] M. Francoeur, "Near-field Radiative Transfer: Thermal Radiation, Thermophotovoltaic Power Generation and Optical Characterization," University of Kentucky, 2010.
- [49] K. Joulain, J. P. Mulet, F. Marquier, R. Carminati, and J. J. Greffet, "Surface electromagnetic waves thermally excited: Radiative heat transfer, coherence properties and Casimir forces revisited in the near field," *Surface Science Reports*, vol. 57, p. 59, May-2005.
- [50] R. Baltaji and M. Kazan, "Modulating near-field heat transfer using oxygen-contaminated piezoelectric aluminum nitride nanomaterials," *J. Appl. Phys*, vol. 125, p. 65102, 2019.
- [51] S. Inampudi and H. Mosallaei, "Tunable wideband-directive thermal emission from SiC surface using bundled graphene sheets," *Phys. Rev. B*, vol. 96, p. 125407, 2017.
- [52] M. Francoeur, M. P. Mengüç, and R. Vaillon, "Near-field radiative heat transfer enhancement via surface phonon polaritons coupling in thin films," *Appl. Phys. Lett*, vol. 93, p. 43109, 2008.
- [53] Y. Miyoshi *et al.*, "High-speed and on-chip graphene blackbody emitters for optical communications by remote heat transfer," *Nat. Commun.*, vol. 9, p. 1279, 2018.
- [54] K. Kim *et al.*, "Radiative heat transfer in the extreme near field," *Nature*, vol. 528, p. 387, 2015.
- [55] B. Song, D. Thompson, A. Fiorino, Y. Ganjeh, P. Reddy, and E. Meyhofer, "Radiative heat conductances between dielectric and metallic parallel plates with nanoscale gaps," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 11, p. 509, 2016.
- [56] B. Song *et al.*, "Enhancement of near-field radiative heat transfer using polar dielectric thin films," *Nat. Nanotechnol.*, vol. 10, p. 253, 2015.
- [57] J. Ordonez-Miranda, L. Tranchant, K. Joulain, Y. Ezzahri, J. Drevillon, and S. Volz, "Thermal energy transport in a surface phonon-polariton crystal," *Phys. Rev. B*, vol. 93, p. 35428, 2016.
- [58] D.-Z. A. Chen and G. Chen, "HEAT FLOW IN THIN FILMS VIA SURFACE PHONON-POLARITONS," *Front. Heat Mass Transf.*, vol. 1, p. 23005, 2010.
- [59] J. Ordonez-Miranda, L. Tranchant, B. Kim, Y. Chalopin, T. Antoni, and S. Volz, "Quantized Thermal Conductance of Nanowires at Room Temperature Due to Zenneck Surface-Phonon Polaritons," *J. Phys. Rev. Lett*, vol. 112, p. 55901, 2014.

- [60] A. M. Hofmeister, J. Dong, and J. M. Branlund, "Thermal diffusivity of electrical insulators at high temperatures: Evidence for diffusion of bulk phonon-polaritons at infrared frequencies augmenting phonon heat conduction," *J. Appl. Phys.*, vol. 115, p. 163517, Apr. 2014.
- [61] T. Tokunaga, L. Tranchant, N. Takama, S. Volz, and B. Kim, "Experimental study of heat transfer in micro glass tubes mediated by surface phonon polaritons," *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 395, p. 012108, 2012.
- [62] E. J. Tervo, O. S. Adewuyi, J. S. Hammonds, and B. A. Cola, "High thermal conductivity in polaritonic SiO₂ nanoparticle beds †," *Mater. Horiz*, vol. 3, p. 434, 2016.
- [63] L. Tranchant *et al.*, "Two-Dimensional Phonon Polariton Heat Transport," *Nano Lett.*, vol. 19, p. 6924, Oct. 2019.
- [64] P. Li *et al.*, "Reversible optical switching of highly confined phonon-polaritons with an ultrathin phase-change material," *Nat. Mater.*, vol. 15, p. 870, Aug. 2016.
- [65] A. M. Dubrovkin, B. Qiang, H. N. S. Krishnamoorthy, N. I. Zheludev, and Q. J. Wang, "Ultra-confined surface phonon polaritons in molecular layers of van der Waals dielectrics," *Nat. Commun.*, vol. 9, p. 1762, 2018.
- [66] A. M. Dubrovkin, B. Qiang, T. Salim, D. Nam, N. I. Zheludev, and Q. Jie Wang, "Resonant nanostructures for highly confined and ultra-sensitive surface phonon-polaritons," *Nat. Commun.*, vol. 11, p. 1863, 2020.
- [67] Y. Inoue, S. Nakashima, A. Mitsuishi, S. Tabata, and S. Tsuboi, "Raman spectra of amorphous SiC," *Solid State Commun.*, vol. 48, p. 1071, 1983.
- [68] R. Shuker and R. W. Gammon, "Raman-scattering selection-rule breaking and the density of states in amorphous materials," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 25, p. 222, 1970.
- [69] K. K. Tiong, P. M. Amirtharaj, F. H. Pollak, and D. E. Aspnes, "Effects of As⁺ ion implantation on the Raman spectra of GaAs: " Spatial correlation" interpretation," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 44, p. 122, 1984.
- [70] A. Iskandar *et al.*, "Interaction between confined phonons and photons in periodic silicon resonators," *Phys. Rev. B*, vol. 97, p. 94308, 2018.
- [71] S. Gluchko, B. Palpant, S. Volz, R. Braive, and T. Antoni, "Thermal excitation of broadband and longrange surface waves on SiO₂ submicron films," *Appl. Phys. Lett*, vol. 110, p. 263108, 2017.
- [72] J. Younes, Z. Harajli, M. Soueidan, D. Fabrègue, Y. Zaatari, and M. Kazan, "Mid-IR photothermal beam deflection technique for fast measurement of thermal diffusivity and highly sensitive subsurface imaging," *J. Appl. Phys.*, vol. 127, p. 173101, May 2020.

- [73] S. Dai *et al.*, “Efficiency of Launching Highly Confined Polaritons by Infrared Light Incident on a Hyperbolic Material,” *Nano Lett.*, vol. 17, p. 5285, Sep. 2017.
- [74] A. Al Mohtar, M. Kazan, T. Taliercio, L. Cerutti, S. Blaize, and A. Bruyant, “Direct measurement of the effective infrared dielectric response of a highly doped semiconductor metamaterial,” *Nanotechnology*, vol. 28, p. 125701, 2017.
- [75] N. Rahbany *et al.*, “Measurement of the effect of plasmon gas oscillation on the dielectric properties of p- and n-doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ films using infrared spectroscopy,” *J. Appl. Phys.*, vol. 114, p. 053505, Aug. 2013.
- [76] M. A. Olmstead, N. M. Amer, S. Kohn, D. Fournier, and A. C. Boccara, “Photothermal Displacement Spectroscopy: An Optical Probe for Solids and Surfaces,” *Appl. Phys. A*, vol. 32, p. 141, 1983.
- [77] H. R. Shanks, P. D. Maycock, P. H. Sidles, and G. C. Danielson, “Thermal conductivity of silicon from 300 to 1400°K,” *Phys. Rev.*, vol. 130, p. 1743, 1963.
- [78] J. Opsal, A. Rosenowaig, and D. L. Willenborg, “Thermal-wave detection and thin-film thickness measurements with laser beam deflection,” *Appl. Opt.*, vol. 22, p. 3169, 1983.
- [79] M. K. Achuthan and K. N. Bhat, “Fundamentals of semiconductor devices,” New Delhi: McGraw-Hill, 2007, p. 529.
- [80] C. Winrich, *Semiconductors and modern electronics*. California: Morgan & Claypool, 2019.
- [81] M. Dyakonov and M. Shur, “Shallow Water Analogy for a Ballistic Field Effect Transistor: New Mechanism of Plasma Wave Generation by dc Current,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, no. 15, p. 2465, 1993.
- [82] M. I. Dyakonov and M. S. Shur, “Plasma Wave Electronics: Novel Terahertz Devices using Two Dimensional Electron Fluid,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 43, no. 10, p. 1640, 1996.
- [83] G. Wehmeyer, T. Yabuki, C. Monachon, J. Wu, and C. Dames, “Thermal diodes, regulators, and switches: Physical mechanisms and potential applications,” *Appl. Phys. Rev.*, vol. 4, p. 041304, Dec. 2017.
- [84] A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, “Theory of the interaction forces and the radiative heat transfer between moving bodies,” *Phys. Rev. B*, vol. 78, p. 155437, 2008.
- [85] A. W. Rodriguez, M. T. H. Reid, and S. G. Johnson, “Fluctuating-surface-current formulation of radiative heat transfer for arbitrary geometries,” *Phys. Rev. B*, vol. 86, p. 220302, 2012.
- [86] A. D. Phan, T.-L. Phan, and L. M. Woods, “Near-field heat transfer between gold nanoparticle arrays,” *J. Appl. Phys.*, vol. 114, p. 214306, 2013.

- [87] J.-Y. Chang, S. Basu, Y. Yang, and L. Wang, “Near-field thermal radiation between homogeneous dual uniaxial electromagnetic metamaterials,” *J. Appl. Phys.*, vol. 119, p. 213108, 2016.
- [88] T. Ikeda, K. Ito, and H. Iizuka, “Tunable quasi-monochromatic near-field radiative heat transfer in s and p polarizations by a hyperbolic metamaterial layer,” *J. Appl. Phys.*, vol. 121, p. 013106, Jan. 2017.
- [89] X. F. Wang, P. Vasilopoulos, and F. M. Peeters, “Beating of oscillations in transport coefficients of a one-dimensionally periodically modulated two-dimensional electron gas in the presence of spin-orbit interaction,” *Phys. Rev. B*, vol. 71, p. 125301, 2005.
- [90] O. E. Raichev, “Effect of Landau quantization on linear magnetoresistance of a periodically modulated two-dimensional electron gas,” *Phys. Rev. B*, vol. 97, p. 245310, 2018.
- [91] F. M. Peeters and P. Vasilopoulos, “Electrical and thermal properties of a two-dimensional electron gas in a one-dimensional periodic potential,” *Phys. Rev. B*, vol. 46, p. 4667, 1992.
- [92] V. C. Karavolas, G. P. Triberis, and F. M. Peeters, “Electrical and thermal transport of composite fermions,” *Phys. Rev. B*, vol. 56, p. 15289, 1997.
- [93] I. V Gornyi and A. D. Mirlin, “Interaction-induced magnetoresistance in a two-dimensional electron gas,” *Phys. Rev. B*, vol. 69, p. 045313, 2004.
- [94] V. M. Gvozdkov, “Magnetic quantum oscillations of quasi-two-dimensional conductors with one-dimensional potential modulation,” *Phys. Rev. B*, vol. 72, p. 075135, 2005.
- [95] V. M. Gvozdkov, “Incoherence, metal-to-insulator, and magnetic quantum oscillations of interlayer resistance in an organic conductor,” *Phys. Rev. B*, vol. 76, p. 235125, 2007.
- [96] S. Firoz Islam and T. Kanti Ghosh, “Magnetotransport properties of a magnetically modulated two-dimensional electron gas with the spin-orbit interaction,” *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 24, p. 185303, 2012.
- [97] M. A. Mueed *et al.*, “Composite Fermions with a Warped Fermi Contour,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 114, p. 176805, 2015.
- [98] M. A. Mueed *et al.*, “Splitting of the Fermi Contour of Quasi-2D Electrons in Parallel Magnetic Fields,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 114, p. 236404, 2015.
- [99] K. Tanaka *et al.*, “Ballistic transport in periodically modulated MgZnO/ZnO two-dimensional electron systems,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 115, p. 153101, 2019.
- [100] N. Quoc Khanh and D. Khanh Linh, “Electrical conductivity of Dirac/Schrodinger hybrid electron systems at finite temperature,” *Superlattices Microstruct.*, vol. 116, p. 181, 2018.

- [101] J. Li *et al.*, “From LaAlO₃/SrTiO₃ to LaAlO₃/KNbO₃: Improving the transport properties of two-dimensional electronic gas in created +1/+1 interfaces,” *Comput. Mater. Sci.*, vol. 156, p. 286, 2019.
- [102] P. P. Aurino *et al.*, “Retention of Electronic Conductivity in LaAlO₃/SrTiO₃ Nanostructures Using a SrCuO₂ Capping Layer,” *Phys. Rev. Appl.*, vol. 6, p. 024011, Aug. 2016.
- [103] H. Ohta *et al.*, “Giant thermoelectric Seebeck coefficient of a two-dimensional electron gas in SrTiO₃,” *Nat. Mater.*, vol. 6, p. 129, Jan. 2007.
- [104] J. P. Podkaminer *et al.*, “Creation of a two-dimensional electron gas and conductivity switching of nanowires at the LaAlO₃/SrTiO₃ interface grown by 90 offaxis sputtering,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, p. 71604, 2013.
- [105] S. Y. Lee, J. Kim, A. Park, J. Park, and H. Seo, “Creation of a Short-Range Ordered Two-Dimensional Electron Gas Channel in Al₂O₃/In₂O₃ Interfaces,” *ACS Nano*, vol. 11, p. 6040, Jun. 2017.
- [106] C. M. Jeon and J.-L. Lee, “Effects of tensile stress induced by silicon nitride passivation on electrical characteristics of AlGaIn/GaN heterostructure field-effect transistors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, p. 172101, 2005.
- [107] A. Sarua *et al.*, “Piezoelectric strain in AlGaIn/GaN heterostructure field-effect transistors under bias,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, p. 103502, 2006.
- [108] L. D. Hicks and M. S. Dresselhaus, “Effect of quantum-well structures on the thermoelectric figure of merit,” *Phys. Rev. B*, vol. 47, p. 12727, May 1993.
- [109] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, “Solid State Physics,” Brooks Cole, 1976, p. 42.
- [110] D. C. Look and R. J. Molnar, “Degenerate layer at GaN/sapphire interface: Influence on Hall-effect measurements,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, p. 3377, 1997.
- [111] D. C. Look, “Electrical Characterization of GaAs Materials and Devices,” New York: Wiley, 1989, p. 117.
- [112] J. P. Shepherd, “Analysis of the lumped τ^2 effect in relaxation calorimetry,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 56, p. 273, 1985.
- [113] Y.-N. Xu and W. Y. Ching, “Electronic, optical, and structural properties of some wurtzite crystals,” *Phys. Rev. B*, vol. 48, p. 4335, 1993.
- [114] S. Bloom, G. Harbeke, E. Meier, and I. B. Ortenburger, “Band Structure and Reflectivity of GaN,” *Phys. status solidi*, vol. 66, p. 161, Nov. 1974.

- [115] L. D. Hicks, T. C. Harman, X. Sun, and M. S. Dresselhaus, "Experimental study of the effect of quantum-well structures on the thermoelectric figure of merit," *Phys. Rev. B*, vol. 53, p. 10493, 1996.
- [116] N. T. Hung, E. H. Hasdeo, A. R. T. Nugraha, M. S. Dresselhaus, and R. Saito, "Quantum Effects in the Thermoelectric Power Factor of Low-Dimensional Semiconductors," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, p. 036602, 2016.
- [117] N. T. Hung, A. R. T. Nugraha, and R. Saito, "Two-dimensional InSe as a potential thermoelectric material," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 111, p. 92107, 2017.
- [118] W. S. Choi, H. Ohta, and H. N. Lee, "Thermopower enhancement by fractional layer control in 2D oxide superlattices," *Adv. Mater.*, vol. 26, p. 6701, Oct. 2014.
- [119] T. Koga, S. B. Cronin, M. S. Dresselhaus, J. L. Liu, and K. L. Wang, "Experimental proof-of-principle investigation of enhanced Z3DT in (001) oriented Si/Ge superlattices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, p. 1490, 2000.
- [120] N. Peranio, O. Eibl, and J. Nurnus, "Structural and thermoelectric properties of epitaxially grown Bi₂Te₃ thin films and superlattices," *J. Appl. Phys.*, vol. 100, p. 114306, 2006.
- [121] Y. Zhang *et al.*, "Double thermoelectric power factor of a 2D electron system," *Nat. Commun.*, vol. 9, p. 2224, 2018.
- [122] G. Li *et al.*, "Two-dimensional electron gases in strained quantum wells for AlN/GaN/AlN double heterostructure field-effect transistors on AlN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, p. 193506, 2014.
- [123] M. Ahoujja, Y. K. Yeo, R. L. Hengehold, and J. E. Van Nostrand, "Temperature-dependent Hall measurements of molecular beam epitaxial grown Si-doped for Al mole fraction up to 0.5," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, p. 1382, 2002.
- [124] L. Yang *et al.*, "Planar anisotropic Shubnikov-de-Haas oscillations of two-dimensional electron gas in AlN/GaN heterostructure," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 115, p. 152107, 2019.
- [125] M. N. Gurusinge, S. K. Davidsson, and T. G. Andersson, "Two-dimensional electron mobility limitation mechanisms in Al_xGa_{1-x}N / GaN heterostructures," *Phys. Rev. B*, vol. 72, p. 045316, 2005.
- [126] K. Hirakawa and H. Sakaki, "Mobility of the two-dimensional electron gas at selectively doped n-type Al_xGa_{1-x}As/GaAs heterojunctions with controlled electron concentrations," *Phys. Rev. B*, vol. 33, p. 8291, 1986.
- [127] A. Chakraborty and C. K. Sarkar, "Electron transport in two dimensional electron gas formed at the heterojunction of Al_xGa_(1-x)N/GaN at microwave frequencies," *Microelectron. Reliab.*, vol. 50, p. 965, Jul. 2010.

- [128] B. E. Foutz, S. K. O'leary, M. S. Shur, and L. F. Eastman, "Transient electron transport in wurtzite GaN, InN, and AlN," *J. Appl. Phys.*, vol. 85, p. 7727, 1999.
- [129] O. Ambacher *et al.*, "Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaIn/GaN heterostructures," *J. Appl. Phys.*, vol. 87, p. 334, 2000.
- [130] A. O. Lyakhov and E. G. Mishchenko, "Thermal conductivity of a two-dimensional electron gas with Coulomb interaction," *Phys. Rev. B*, vol. 67, p. 041304(R), 2003.
- [131] G. Schwiete and A. M. Finkel'stein, "Heat diffusion in the disordered electron gas," *Phys. Rev. B*, vol. 93, p. 115121, 2016.
- [132] J. Hu, X. Ruan, and Y. P. Chen, "Thermal Conductivity and Thermal Rectification in Graphene Nanoribbons: A Molecular Dynamics Study," *Nano Lett.*, vol. 9, p. 2730, 2009.
- [133] T. Ruokola, T. Ojanen, and A.-P. Jauho, "Thermal rectification in nonlinear quantum circuits," *Phys. Rev. B*, vol. 79, p. 144306, 2009.
- [134] C. R. Otey, W. T. Lau, and S. Fan, "Thermal Rectification through Vacuum," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, p. 154301, 2010.

Sobhi HAMYEH

Doctorat : Matériaux, Mécanique, Optique, Nanotechnologie

Année 2020

Étude de transfert d'énergie par des excitations de surface

La taille des composants électroniques a récemment été réduite à quelques dizaines de nanomètres. Cette diminution perpétuelle de la taille des composants électroniques modernes et l'augmentation de leurs vitesses et fréquences de fonctionnement conduisent inévitablement à des points chauds, qui sont des dangers entraînant une défaillance du système s'ils sont laissés longtemps. Le premier objectif de cette thèse est d'optimiser des techniques efficaces et pratiques pour évacuer la chaleur des nano-composants électronique. Le deuxième objectif de cette thèse est de présenter des moyens pour contrôler le flux énergétique, afin de répondre à ces besoins scientifiques et industriels. Nous étudions le transport par les phonon-polariton de surface (PhPS), qui sont des ondes électromagnétiques résultant du couplage entre un champ électrique dans le moyen infrarouge et des phonons optiques. Nous étudions également les mécanismes de transport par un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) confiné dans un puits quantique formé à des hétéro-interfaces. Nous démontrons que l'excitation des modes PhPS dans des couches polaires de quelques nanomètres d'épaisseur déposées sur des semi-conducteurs classiques peut améliorer le flux énergétique d'une manière considérable, et par la suite dissiper la chaleur accumulée dans des nano-composants. Nous démontrons aussi que la contrainte dans la couche d'AlN a un effet très important sur les propriétés de transport du gaz d'électrons bidimensionnel confiné dans le puits quantique AlN/ GaN.

Mots clés : transfert d'énergie – diélectriques – gaz d'électrons – diffusivité thermique – conductivité thermique – conduction électrique – phonon polariton de surface.

Study of Energy Transfer by Surface Excitations

The size of electronic components has recently been reduced to a few tens of nanometers. This perpetual decrease in the size of modern electronic components and the increase in their operating speeds and frequencies inevitably leads to hot spots, which are hazards leading to system failure if left for long periods of time. The first objective of this thesis is to optimize efficient and practical techniques for heat dissipation from electronic nano-components. The second objective of this thesis is to provide ways to control the energy flow in order to meet these scientific and industrial needs. We study the transport by surface phonon-polariton (PhPS), which are electromagnetic surface waves resulting from the coupling between an electric field in the mid-infrared and optical phonons in a polar material. We also study the transport mechanisms by a two-dimensional electron gas (2DEG) confined in a quantum well formed at hetero-interfaces. We demonstrate that the excitation of PhPS modes in polar layers a few nanometers thick deposited on conventional semiconductors can improve the energy flow considerably, and consequently dissipate the heat accumulated in nano-components. We also demonstrate that the strain field in the AlN layer plays a critical role in governing the transport properties of the two-dimensional electron gas confined in the AlN/ GaN quantum well.

Keywords: energy transfer – dielectrics – electron gas – thermal diffusivity – thermal conductivity – electric conductivity – surface phonon polariton.

Thèse réalisée en partenariat entre :

