



HAL
open science

Transport thermique dans les milieux nano-structurés (GaAs)_n / (AlAs)_n

Abdelhak Saci

► **To cite this version:**

Abdelhak Saci. Transport thermique dans les milieux nano-structurés (GaAs)_n / (AlAs)_n. Science des matériaux [cond-mat.mtrl-sci]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011. Français. NNT : 2011PA066577 . tel-00825305

HAL Id: tel-00825305

<https://theses.hal.science/tel-00825305v1>

Submitted on 23 May 2013

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

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



THÈSE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité : Physique et chimie des Matériaux

(École doctorale ED 397)

Présentée par

M. Abdelhak SACI

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet :

Transport thermique dans les milieux nano-structurés $(GaAs)_n/(AlAs)_n$

soutenue le

12 Décembre 2011

devant le jury composé de :

M. Sebastian VOLZ	Directeur de recherche	Laboratoire EM2C	(<i>Rapporteur</i>)
M. Olivier BOURGEOIS	Chargé de recherche - CNRS	Institut NÉEL Grenoble	(<i>Rapporteur</i>)
M. Abhay SHUKLA	Professeur Paris 6	IMPMC	(<i>Examineur</i>)
M. Philippe BEN-ABDALLAH	Directeur de recherche - CNRS	Laboratoire Charles Fabry	(<i>Examineur</i>)
M. Aristide LEMAÎTRE	Chargé de recherche - CNRS	LPN	(<i>Examineur</i>)
M. Gille TESSIER	Maître de conférences	ESPCI	(<i>Invité</i>)
M. Jean-Yves DUQUESNE	Chargé de recherche - CNRS	INSP	(<i>Directeur de thèse</i>)



Remerciements

En préambule de cette thèse, je souhaite adresser mes remerciements les plus sincères aux personnes qui m'ont apporté leur aide et qui ont contribué à l'élaboration de ce travail.

Ce travail a été réalisé à l'Institut des Nanosciences de Paris dans l'équipe "Acoustique, optique et thermique ultra-rapides dans les nano-systèmes"

En premier lieu, mes profonds remerciements vont à Jean-Yves Duquesne qui en tant que directeur de thèse s'est montré à l'écoute et très disponible tout au long de la réalisation de cette thèse.

J'exprime ma gratitude à Danièle Fournier pour sa précieuse aide, ses conseils avisés et ses encouragements, aussi que pour l'intérêt qu'elle a porté à mon travail.

J'adresse mes sincères remerciements à Sebastian Volz et Olivier Bourgeois qui m'ont fait l'honneur d'être les rapporteurs de ce manuscrit. Je remercie également Philippe Ben-Abdallah, Abhay Shukla, Aristide Lemaître et Gilles Tessier d'avoir examiné ce travail et participé au jury de thèse.

Je voudrais également remercier Bernard Perrin pour son accueil au sein de l'équipe et du laboratoire et pour sa confiance.

Mes sincères remerciements vont à Aristide Lemaître pour l'élaboration de l'ensemble de mes échantillons.

Je tiens également à remercier Bernard Jusserand pour son aide dévouée, pour le temps consacré à la caractérisation des échantillons par spectroscopie Raman et pour les discussions dont il m'a fait bénéficier.

Je tiens à exprimer mes remerciements à Stéphane Chenot pour les dépôts de couches minces par pulvérisation.

Je remercie Michael Rosticher, membre de l'équipe salle blanche au département de Physique de l'Ecole Normale Supérieure (Paris), pour la caractérisation des pistes d'or par microscopie électronique, ainsi que Silbee Majrab et Mathieu Bernard (INSP) pour leur aide dans l'amélioration des dispositifs expérimentaux.

Je n'oublie pas Roger Gohier pour tout ce qu'il a fait pour moi et aussi pour tous les conseils pratiques et techniques en salle blanche.

Je remercie sincèrement tout l'équipe "Acoustique optique et thermique ultra rapide dans les nano-systèmes" de l'INSP pour son aide et sa sympathie : Jean-Yves Prieur, Laurent Belliard, Bernard Bonello, Agnès Huynh, Jean-Louis Thomas, Eric Charron, Emmanuelle Peronne, Olga Boyko-Kazymyrenko et tous les autres que je nomme pas mais que je n'oublie pas.

Je n'oublie pas tous les doctorants et ex-doctorants qui ont contribué à la bonne ambiance sans laquelle ce travail n'aurait pas abouti.

Je ne saurais clore cette partie sans remercier ma femme Myriam pour sa patience et son amour et ma fille Camélia ("merci d'être là").

Je dédie ce travail à mon défunt Grand-Père qui m'a donné le goût des études et des efforts ainsi que sa confiance.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Conductivité thermique des super-réseaux : État des connaissances	3
2.1	Rappel des résultats expérimentaux	5
2.2	Théories : bibliographie	6
2.2.1	Théories ondulatoires	6
2.2.2	Théories corpusculaires	7
2.2.3	Théories mixtes	8
2.2.4	Dynamique moléculaire	9
2.3	Conclusion	10
3	Transport de phonons dans les matériaux semi-conducteurs massifs et nano-structurés	11
3.1	Phonons et vibrations du cristal : rappels	13
3.1.1	Chaîne linéaire monoatomique	13
3.1.2	Chaîne linéaire diatomique	16
3.1.3	Super-réseau	18
3.2	Conductivité thermique et mécanismes de diffusion : rappels	23
3.2.1	Diffusion élastique	24
3.2.2	Diffusion inélastique	25
4	Élaboration et caractérisation des super-réseaux	29
4.1	Structure	31
4.2	Élaboration par MBE	32
4.3	Caractérisation par RX	34
4.4	Dépôt d'une couche isolante par pulvérisation cathodique	35
5	Méthode expérimentale : La méthode 3ω	37
5.1	Principe de la méthode 3ω	39
5.1.1	Relation entre $T_{2\omega_e}$ et $V_{3\omega_e}$ aux bornes de la piste	39
5.1.2	Schéma de l'expérience	41
5.2	Modèle théorique	42
5.2.1	Échantillon semi-infini	42
5.2.1.1	Excitation « porte »	44
5.2.1.2	Profil de température en profondeur	47
5.2.1.3	Excitation en « Trapèze »	49
5.2.2	Couche sur substrat	52
5.2.2.1	Couche sur substrat semi-infini	53

5.2.2.2	Couche sur substrat d'épaisseur finie	56
5.2.2.2.1	Face arrière isolée	56
5.2.2.2.2	Face arrière thermalisée	57
5.2.2.2.3	Simulation numérique	58
5.2.3	Bicouche sur substrat semi-infini ou fini	59
5.2.4	Validation numérique de l'additivité des résistances dans le cas d'un bi-couche isolant sur substrat de <i>GaAs</i>	62
5.3	Utilisation de deux transducteurs de largeurs différentes	66
5.3.1	Mesure de la conductivité thermique d'une couche déposée	66
5.3.2	Mesure de la chaleur spécifique du substrat	68
5.4	Protocoles de détermination de la conductivité d'un SR	68
5.4.1	Méthode de comparaison	68
5.4.2	Mesure en fonction de l'épaisseur	69
5.5	Précision des mesures	70
5.5.1	Mesure de la température moyenne de la piste	70
5.5.2	Précision sur la conductivité thermique k_0 d'un échantillon massif	70
5.5.3	Précision sur la résistance thermique d'une couche mince déposée	70
5.5.4	Précision sur la conductivité thermique d'une couche	71
5.5.5	Précision sur la conductivité thermique d'une couche dans un bicouche	71
5.5.6	Précision dans le cas de l'utilisation de deux pistes	72
5.5.7	Conclusion	72
5.6	Fabrication des transducteurs thermiques	72
5.6.1	Lithographie par laser en salle blanche	72
5.6.2	Métallisation	73
5.6.3	Caractérisations dimensionnelle et électrique des transducteurs	76
5.6.4	Coefficient thermique des transducteurs	79
6	Résultats expérimentaux : caractérisation par spectroscopie Raman de la qualité des interfaces	83
7	Résultats expérimentaux : mesure de la conductivité thermique	95
7.1	Caractérisation à température ambiante d'une couche de silice déposée (conductivité et résistances de contact).	97
7.1.1	Conductivité thermique effective	98
7.1.1.1	Une seule piste et une puissance d'excitation	98
7.1.1.2	Une seule piste et plusieurs puissances d'excitation	99
7.1.1.3	Deux pistes et plusieurs puissances d'excitation	100
7.1.2	Conductivité réelle et résistances de contact	102
7.2	Conductivité thermique à température ambiante des SRs $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ avec $n = 3, 8$ et 20 . Méthode de comparaison.	103
7.2.1	Caractérisation des témoins	104

7.2.2	$(GaAs)_3/(AlAs)_3$. Deux qualités d'interface	106
7.2.3	$(GaAs)_8/(AlAs)_8$. Deux qualités d'interface	108
7.2.4	$(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$. Deux qualités d'interface	110
7.2.5	Conclusion	111
7.3	Conductivité thermique et résistances de contact pour les échantillons $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ avec $n = 3, 8$, à température ambiante	112
7.3.1	SRs $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ présentant différentes épaisseurs	112
7.3.2	SRs $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ présentant différentes épaisseurs.	115
7.3.3	Conclusion	117
7.4	Conductivité thermique des SRs à basse température	118
7.4.1	Couche de silice à basse température	118
7.4.1.1	Caractérisation électrique de la piste	118
7.4.1.2	Conductivité thermique effective	119
7.4.1.3	Conductivité thermique réelle et résistances de contact.	121
7.4.2	$(GaAs)_3/(AlAs)_3$ à basse température. Deux qualités d'interface	123
7.4.3	$(GaAs)_8/(AlAs)_8$ à basse température. Deux qualités d'interface	125
7.4.4	$(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$ à basse température. Deux qualités d'interface	126
7.4.5	Conclusion	128
8	Conclusions	129
	Annexes	131
A	Relations de dispersion	133
A.1	Courbe de dispersion : Massif et SR parfait	133
	Bibliographie	137
	Table des figures	143
	Liste des tableaux	149

CHAPITRE 1

Introduction

GaAs et AlAs sont deux bons conducteurs de la chaleur. Or, le matériau artificiel obtenu par empilement de couches nanométriques de ces deux matériaux est un mauvais conducteur.¹

Cet effet remarquable de la nanostructuration est encore mal compris mais deux ingrédients semblent devoir être considérés : 1) la modification profonde des courbes de dispersion des phonons (effet "intrinsèque"), 2) la diffusion des phonons par les défauts localisés aux interfaces (effet "non-intrinsèque"). Il est très difficile de quantifier l'importance relative de ces deux effets. Toutefois, les théories basées uniquement sur les effets intrinsèques ne rendent pas compte de la totalité de la réduction de conductivité observée expérimentalement. Ainsi, le point de vue généralement adopté à ce jour associe le mécanisme dominant à la présence de défauts aux interfaces.

Le but de cette thèse est de mieux comprendre les mécanismes de conduction thermique dans les super-réseaux. Pour cela, nous avons étudié expérimentalement l'importance relative des deux effets, intrinsèque et non-intrinsèque, en comparant les propriétés de deux familles d'échantillons, la première présentant des interfaces quasi-parfaites, la seconde présentant des interfaces dégradées. Nous nous sommes intéressés aux super-réseaux $(GaAs)_n/(AlAs)_n$. La croissance de ces matériaux est en effet bien maîtrisée et l'accord de maille quasi-parfait entre GaAs et AlAs permet l'élaboration de super-réseaux présentant des interfaces très abruptes. On contrôle alors la qualité des interfaces en ajustant les conditions de croissance.

Au delà de l'intérêt fondamental, les études sur les super-réseaux peuvent être utiles à des applications telles que les dispositifs thermoélectriques ou les lasers à semi-conducteurs. Un certain nombre d'études ont montré qu'un super-réseau pouvait avoir une efficacité thermoélectrique supérieure à celle d'un matériau massif. Or, l'efficacité d'un matériau thermoélectrique augmente lorsque sa conductivité thermique diminue. Il serait alors avantageux de diminuer la conductivité thermique des super-réseaux thermoélectriques. Par contre, les problèmes d'évacuation de chaleur rencontrés dans les lasers utilisant des super-réseaux (puits quantiques) montrent qu'il serait avantageux d'augmenter la conductivité thermique.

Nous verrons dans le chapitre 2, les résultats expérimentaux obtenus par différents

1. Les conductivités de GaAs, AlAs, $(GaAs)_3(AlAs)_3$ sont respectivement : 50, 80 et $5 Wm^{-1}K^{-1}$.

auteurs sur la conductivité thermique des SRs de type $(GaAs)_n/(AlAs)_n$. Nous présentons ensuite les théories (théories ondulatoire, corpusculaire et dynamique moléculaire) permettant d'appréhender la conductivité thermique dans les SRs.

Le chapitre 3 sera consacré à quelques rappels généraux sur le transport de chaleur dans les solides et sur les différents mécanismes de diffusion. Nous présentons également le calcul exact des courbes de dispersion dans la direction de croissance des SRs $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ pour $n = 3, 8$ et 20 .

Dans le chapitre 4, nous verrons l'élaboration par MBE et la caractérisation des SRs $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ par diffraction X. Nous présenterons aussi la méthode de mesure de l'homogénéité d'une couche isolante déposée sur les super-réseaux.

Le chapitre 5 présentera une méthode expérimentale permettant de mesurer les propriétés thermiques de couches minces déposées sur un substrat. La méthode expérimentale développée au sein du laboratoire est la méthode dite 3ω , proposée par David G. Cahill en 1987. Nous ferons une analyse critique de sa validité dans le cas d'une ou plusieurs couches minces déposées sur un substrat. La méthode 3ω fait appel à l'utilisation d'un transducteur métallique. Nous montrerons qu'il est important de maîtriser sa géométrie.

Le chapitre 6 présentera nos résultats de caractérisation par spectroscopie Raman de la qualité des interfaces. Nous utiliserons un modèle de chaîne linéaire alternée dans lequel la rugosité d'interface sera modélisée.

Le chapitre 7 portera sur l'utilisation de la méthode 3ω pour mesurer en fonction de la température ($100 < T < 300$ K) la conductivité thermique de SRs $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ ($n = 3, 8$ et 20) présentant deux qualités d'interface. Nous étudierons le système $GaAs + SiO_2$, essentiel pour extraire la valeur de la conductivité thermique des SRs. Nous quantifierons également la valeur des résistances de contact présentes dans les échantillons étudiés.

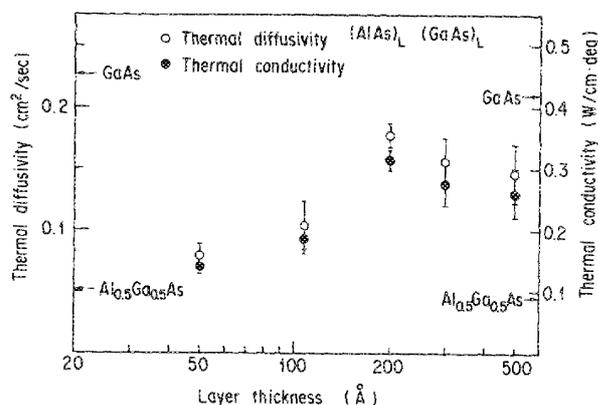
Enfin, le dernier chapitre conclura par une discussion sur nos résultats.

Conductivité thermique des super-réseaux : État des connaissances

Sommaire

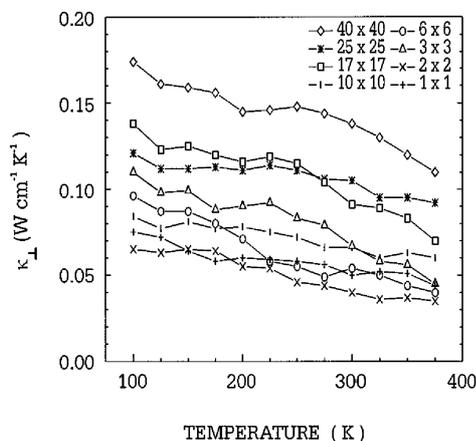
2.1	Rappel des résultats expérimentaux	5
2.2	Théories : bibliographie	6
2.2.1	Théories ondulatoires	6
2.2.2	Théories corpusculaires	7
2.2.3	Théories mixtes	8
2.2.4	Dynamique moléculaire	9
2.3	Conclusion	10

2.1 Rappel des résultats expérimentaux



Thermal diffusivity and thermal conductivity of AlAs/GaAs SL's with different layer thicknesses. The error bars indicate a distribution of the measured values.

FIGURE 2.1: Mesures de Yao [1].



The temperature dependence of the thermal conductivity κ_{\perp} perpendicular to the superlattice interfaces for $n \times n$ GaAs/AlAs superlattices, where n is the number of monolayers in each superlattice layer.

FIGURE 2.2: Mesures de Capinsky et al [2].

Les premières mesures de transport thermique dans des super-réseaux remontent à 1987 [1] (Voir fig.(2.1)). Yao mesure alors la diffusivité thermique D de $(AlAs)_n/(GaAs)_n$ ($16 < n < 177$). Il utilise une technique de chauffage par laser modulé et de détection par thermocouple ("AC calorimetry method"). Il en déduit la conductivité $k = C_v D$ en supposant que la chaleur spécifique volumique C_v est celle de l'alliage $Ga_{0.5}Al_{0.5}As$. Il remarque alors que la conductivité de $(AlAs)_{16}/(GaAs)_{16}$ est quatre fois plus petite que celle de GaAs massif et, surtout, très inférieure à la moyenne pondérée des conductivités de AlAs et GaAs massifs. En outre, il constate que la conductivité de $(AlAs)_n/(GaAs)_n$ augmente avec la période.

En 1995, Yu *et al* [3] mesurent la diffusivité thermique d'un super-réseau de très grande période $(AlAs)_{250}/(GaAs)_{250}$ en fonction de la température ($190 < T < 450$ K). Ils en déduisent la conductivité en calculant la chaleur spécifique à partir des chaleurs spécifiques de GaAs et AlAs massifs. A température ambiante, ils constatent une réduction de 40% de la conductivité par rapport à la valeur calculée à partir des conductivités des constituants massifs.

En 1996, Capinsky et Maris [4] mesurent, par une méthode de thermoreflectance résolue en temps, la conductivité thermique de super-réseaux $(AlAs)_n/(GaAs)_m$ de petite période (3×3 et 12×14) (Voir fig.(2.2)). Ils soulignent que la conductivité mesurée est un ordre de grandeur en-dessous de celle de GaAs, à température ambiante. Ils publient une étude plus complète en 1999 [2]. Ils observent que la conductivité augmente avec la période du super-réseau. Les rôles respectifs des processus liés à la structuration et aux défauts sont discutés, sur la base du comportement en température de la conductivité ($100 < T < 380$ K).

2.2 Théories : bibliographie

Il est remarquable que la conductivité des super-réseaux soit très inférieure à celle des matériaux qui les composent à l'état massif. De nombreuses études théoriques ont été consacrées à cet effet. Différents éléments ont été pris en considération : effets intrinsèques liés à la structuration en couche mince, effets non-intrinsèques liés à la présence de défauts aux interfaces.

2.2.1 Théories ondulatoires

Ces théories examinent les conséquences de la structuration en couches minces sur les spectres de phonons. La conséquence essentielle est la réduction de la zone de Brillouin, dans la direction perpendiculaire aux couches. Ceci entraîne un "repliement" des courbes de dispersion, avec diminution de la vitesse de groupe des phonons et apparition de gaps aux faibles énergies. Ces théories considèrent a priori des systèmes parfaitement périodiques, ce qui exclut la possibilité de désordre aux interfaces.

Dès 1982, Ren et Dow [5] soulignent que la réduction de la zone de Brillouin autorise des nouveaux processus Umklapp, mettant en jeu des phonons de basse énergie. Ces processus additionnels entraînent une réduction de la conductivité thermique. Ils prédisent aussi une augmentation de la conductivité thermique lorsque la période du super-réseau augmente, ce qui sera en accord avec les observations expérimentales faites dès 1987. Cependant, quantitativement, la réduction prédite est assez faible à température ambiante (quelques %). Ceci suggère que d'autres effets doivent être pris en compte. Ils utilisent un modèle 1D.

Hyldgaard et Mahan [6] examinent les conséquences du repliement sur la vitesse de groupe des phonons, dans un modèle 3D (cubique simple). Ils prédisent que la réduction de la vitesse de groupe devrait entraîner une diminution d'un facteur 10 de la conductivité des super-réseaux Si_2/Ge_2 .

Tamura *et al* [7] reprennent l'approche de Hyldgaard et Mahan en l'adaptant à $(AlAs)_n/(GaAs)_n$. Ils considèrent une structure cubique à faces centrées et montrent que la réduction de vitesse de groupe est responsable d'une réduction d'un facteur 2 à 3 de la conductivité de $(AlAs)_n/(GaAs)_n$. En outre, ils trouvent que la conductivité devrait diminuer lorsque la période augmente, ce qui est en contradiction avec les observations expérimentales.

Bies *et al* [8] considèrent également les conséquences du repliement sur la vitesse de groupe des phonons. Leurs calculs de courbes de dispersion utilisent la structure zinc-blende de $GaAs$ (ou $AlAs$), avec des interactions atomiques au-delà des premiers voisins. Ils concluent que la réduction de vitesse est responsable d'une diminution de conductivité d'un facteur 3. Afin d'interpréter les données expérimentales sur $(AlAs)_3/(GaAs)_3$ (réduction d'un facteur 10), ils sont amenés à conclure que le temps de vie des phonons serait également réduit d'un autre facteur 3.

Ward et Broido [9] calculent les courbes de dispersion et les processus d'interaction phonon-phonon, à l'aide d'un potentiel élastique comportant un terme harmonique et un terme anhar-

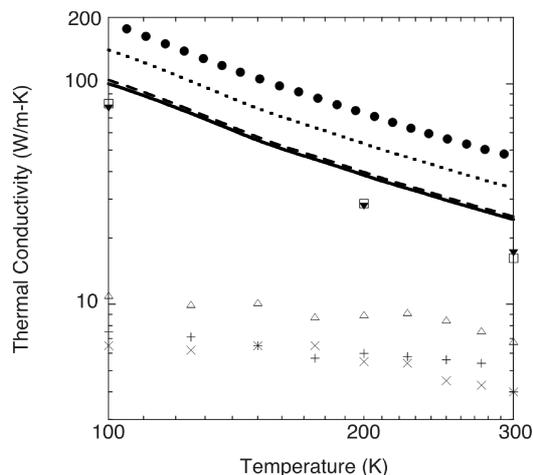


Figure 2.3: $\kappa_{SL}^{(i)}$ for 1×1 (dotted line), 2×2 (dashed line), and 3×3 (solid line) GaAs/AlAs SLs as a function of temperature compared to the CRTA results for 2×2 (solid triangles) and 3×3 (open squares) SLs, and to measured lattice thermal conductivities of bulk GaAs (solid circles), as well as measurements for 1×1 (pluses), 2×2 (crosses), and 3×3 (open triangles) GaAs/AlAs SLs (Ref. 4).

FIGURE 2.3: *Calculs de Ward et Broido [9].*

monique, pour une structure de type diamant. Leur calcul est le plus complet à ce jour. Ils prennent en compte les termes d'interaction phonon-phonon des processus Umklapp et résolvent l'équation de Boltzmann exactement, c'est-à-dire sans faire "l'hypothèse du temps de relaxation" (approximation "CRTA"), contrairement à Bies *et al* [8]. Ils montrent en effet que les calculs basés sur l'hypothèse CRTA surestiment la contribution des processus intrinsèques à la conductivité. Leurs résultats sont rassemblés sur la figure (2.3) (lignes pleine, en tirets et en pointillés) et comparés aux résultats de théories antérieures et à des résultats expérimentaux. En réalité, la durée de vie des phonons serait plus grande que dans *GaAs* car la création des processus mini-Umklapp serait contrebalancée par la diminution du nombre de phonons pouvant participer à ces processus (à cause de l'aplatissement des bandes de dispersion). A ce jour, c'est le calcul de conductivité de $(AlAs)_n/(GaAs)_n$ le plus exact et le plus complet, mais il est limité à $n=1,2,3$. En comparant leurs calculs aux données expérimentales, ils concluent que les phénomènes intrinsèques (repliement) ne contribueraient que pour un tiers à la réduction totale de conductivité (voir fig.(2.3)). La réduction observée expérimentalement proviendrait alors majoritairement des défauts aux interfaces.

2.2.2 Théories corpusculaires

Ces théories permettent d'introduire du désordre aux interfaces et d'examiner les conséquences.

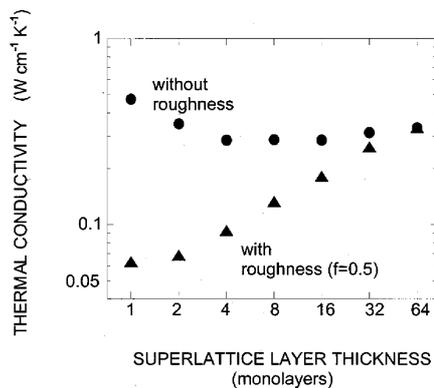
Chen *et al* [10, 11] supposent que les couches constitutives du super-réseau sont suffisam-

ment épaisses pour que les effets de repliement soient négligeables. Ils considèrent donc que les courbes de dispersion dans les couches sont les mêmes que dans les massifs et que le libre parcours moyen dans les couches est donné par la valeur moyenne dans le massif. Ils considèrent en outre que les interfaces diffusent les phonons à la fois de façon spéculaire et de façon diffuse, ce qui introduit une "résistance d'interface". Cette approche permet de rendre compte d'éventuelles imperfections des interfaces. En comparant leurs calculs aux données expérimentales [2, 12], ils concluent que la conductivité est dominée par la diffusion diffuse aux interfaces. Le transport dans les couches serait ballistique et la conductivité dominée par la qualité des interfaces.

2.2.3 Théories mixtes

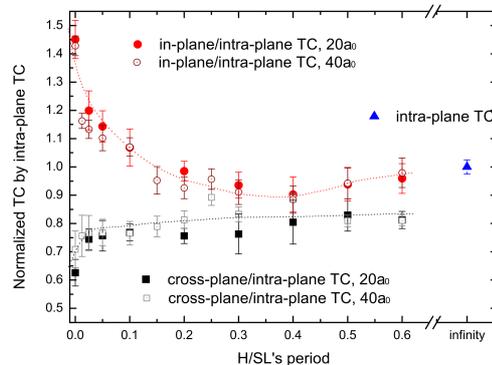
Simkin et Mahan [13] établissent un pont entre les théories "ondulatoires" et "corpusculaires" à l'aide d'un modèle simple dans lequel ils considèrent que le libre parcours moyen (l_{pm}) est constant et le même pour tous les phonons. L'origine du l_{pm} n'est pas précisée. Ils calculent alors les courbes de dispersion en introduisant de façon phénoménologique des vecteurs d'onde complexes, ce qui permet de tenir compte de la durée de vie finie des phonons. Ils calculent ensuite la conductivité thermique dans le cadre d'un modèle de Boltzmann. Pour de très grands l_{pm} (c'est-à-dire très supérieurs à la période du super-réseau), la conductivité décroît lorsque la période augmente. Ce résultat, analogue à celui de Tamura *et al* [7] provient de la réduction de vitesse de groupe des phonons. Par contre, pour de petits l_{pm} (c'est-à-dire très inférieurs à la période du super-réseau), le comportement s'inverse : la conductivité croît lorsque la période augmente. Ainsi, ils prédisent un minimum de conductivité lorsque la période varie. Pour les faibles périodes, l'aspect "ondulatoire" prédomine car les phonons se propageant sur plusieurs périodes, les interférences à l'origine du repliement sont effectives. Pour les grandes périodes, l'aspect "corpusculaire" prédomine car les phonons sont diffusés à l'intérieur d'une couche et les interférences ne peuvent pas se construire.

Yang et Chen [14] reprennent l'approche de Simkin et Mahan [13]. Les courbes de dispersion sont calculées pour des vecteurs d'onde complexes. La conductivité est exprimée dans le cadre d'un modèle cinétique. Le libre parcours moyen est calculé selon la règle de Matthiessen en considérant une composante identique à celle du massif et une composante liée à la diffusion aux interfaces. Ce dernier terme permet de rendre compte d'une éventuelle diffusion par les défauts des interfaces. La limitation du libre parcours moyen par les processus Umklapp de faible énergie n'est pas prise en compte. La diffusion aux interfaces se compose d'un terme spéculaire et d'un terme diffus. Le pourcentage des contributions "diffuse" et "spéculaire" est un paramètre ajustable p . Ils interprètent les données expérimentales (conductivité réduite et faible dépendance en température) [2] en considérant que 17% des phonons incidents sur une interface sont diffusés dans toutes les directions de façon isotrope.



Thermal conductivity vs superlattice period at 300 K. The triangles (\blacktriangle) represent superlattices for which interfacial roughness is included. The circles (\bullet) represent the perfect superlattices discussed in Sec. III A.

FIGURE 2.4: *Calculs de dynamique moléculaire de Daly et al [15].*



Cross- and in-plane thermal conductivity normalized by the intra-plane thermal conductivity function of the ratio of height of interfaces over the SL period.

FIGURE 2.5: *Calculs de dynamique moléculaire de Termentzidis et al [16].*

2.2.4 Dynamique moléculaire

Daly *et al* [15] ont simulé numériquement le transfert de chaleur dans $(AlAs)_n/(GaAs)_n$ à l'aide d'un modèle très simplifié de super-réseau. La structure zinc-blende de $GaAs$ ou $AlAs$ est remplacée par une structure cubique à face centrée. Ainsi, la maille élémentaire de $GaAs$ ou $AlAs$, à deux atomes par maille, est remplacée par une maille à un "atome moyen" par maille : A pour $GaAs$ et B pour $AlAs$. Seule l'interaction entre premiers voisins est prise en compte, avec le même potentiel harmonique et non harmonique. Les couches se distinguent donc uniquement par les masses de A et B. La conductivité est obtenue par l'analyse du retour à l'équilibre, suite à une perturbation spatiale sinusoïdale de température, imposée à l'instant initial. Lorsque les interfaces sont parfaites, et pour les petites périodes, la conductivité diminue lorsque la période augmente (Voir fig.2.4). On retrouve le comportement prévu par les théories "ondulatoires". Les phonons se propagent sur plusieurs périodes, ce qui donne lieu aux interférences à l'origine des phénomènes de repliement. Dans ce cas, le comportement de la conductivité avec la période s'explique par la diminution de la vitesse de groupe des phonons. Par contre, pour les grandes périodes, la conductivité augmente avec la période car le libre parcours moyen des phonons devient plus petit ou comparable à l'épaisseur des couches. Dans ce cas, les interférences ne se construisent pas et on peut traiter le matériau comme une succession de couches ayant les propriétés des massifs. La résistance de Kapitza entre couches s'ajoute à la résistance des couches et la conductivité augmente alors avec la période. Daly *et al* mettent donc en évidence un minimum de conductivité, en fonction de la période, lorsque les interfaces sont parfaites. La dynamique moléculaire permet de tenir compte d'un éventuel désordre aux interfaces. Pour simuler les défauts, Daly *et al* partent d'une couche située à l'interface A/B et substituent de façon aléatoire un atome A par un atome B. Pour un taux de substitution de 50%, c'est-à-dire pour des interfaces très rugueuses, le minimum précédent disparaît et la conductivité augmente

avec la période (Voir fig.2.4).

Imamura *et al* [17] ont utilisé une méthode de simulation numérique différente de celle de Daly *et al* [15]. Le modèle structural est le même mais la conductivité est calculée en imposant la température aux deux extrémités d'un échantillon "numérique" puis en déterminant le flux de chaleur. Cette méthode, plus rigoureuse mais plus gourmande en ressources informatiques, donne essentiellement les mêmes résultats que ceux obtenus par Daly *et al*.

Termentzidis *et al* [18, 16] ont simulé le transport thermique parallèle et perpendiculaire aux plans des couches dans le cas de super-réseaux présentant des interfaces rugueuses d'un type particulier. La rugosité est modélisée par un profil en dents de scie. Ils trouvent que, de façon inattendue, la conductivité perpendiculaire aux plans des couches diminue lorsque la rugosité augmente [16] (Voir fig.(2.5)).

2.3 Conclusion

La confrontation des résultats expérimentaux et des nombreuses études théoriques montre que la compréhension des propriétés thermiques des super-réseaux reste incomplète. Les théories et modèles actuels utilisent deux ingrédients : les effets intrinsèques, liés au repliement des courbes de dispersion des phonons, d'une part, et la diffusion des phonons par les défauts localisés aux interfaces, d'autre part. Le modèle théorique le plus sophistiqué [9] traitant de super-réseaux à interfaces parfaites, indique que les effets intrinsèques ne seraient responsables que d'un tiers de la réduction observée expérimentalement. Le reste serait dépendant de la qualité des interfaces. Les autres théories ou modèles vont également dans ce sens. La diffusion par les interfaces apparaît donc comme un paramètre ajustable nécessaire mais qui n'a pas été mis en évidence directement.

Transport de phonons dans les matériaux semi-conducteurs massifs et nano-structurés

Sommaire

3.1	Phonons et vibrations du cristal : rappels	13
3.1.1	Chaîne linéaire monoatomique	13
3.1.2	Chaîne linéaire diatomique	16
3.1.3	Super-réseau	18
3.2	Conductivité thermique et mécanismes de diffusion : rappels	23
3.2.1	Diffusion élastique	24
3.2.2	Diffusion inélastique	25

Dans ce chapitre, nous allons étudier le transport de chaleur dans les solides massifs et les milieux nanostructurés. Ce transport de chaleur peut être réalisé de deux manières, soit par voie électronique comme dans les métaux soit par vibrations atomiques, comme dans les isolants ou semi-conducteurs. Dans ce manuscrit, nous allons nous intéresser au transport thermique dans les milieux du type $GaAs/AlAs$, les phénomènes responsables de ce transport sont alors essentiellement des processus liés aux vibrations atomiques. Le transport de la chaleur par les électrons ne sera pas décrit dans ce manuscrit.

En outre, nous allons calculer quantitativement les courbes de dispersion des SRs de type $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ avec $n = 3, 8$ et 20 , dans la direction $[001]$. Ceci nous permettra d'exploiter les mesures Raman que nous avons faites pour caractériser la qualité des interfaces.

3.1 Phonons et vibrations du cristal : rappels

Les différents atomes présents dans les solides forment un réseau dans lequel les atomes sont liés les uns aux autres par des forces interatomiques, ces forces jouent le même rôle que les ressorts dans un système masse-ressort. Tous les atomes du réseau étant reliés entre eux par ces forces, la mise en mouvement de l'un de ces atomes, implique la mise en mouvement des autres atomes présents dans le réseau, avec création d'un paquet d'onde se propageant dans toutes les directions du réseau. L'onde issue des mouvements atomiques peut avoir deux polarisations. On parle d'onde polarisée longitudinalement (fig : 3.2) lorsque le mouvement des atomes est parallèle à la direction de propagation de l'onde. Mais lorsque les mouvements des atomes sont perpendiculairement à la direction de propagation, l'onde est dite polarisée transversalement (fig : 3.1).

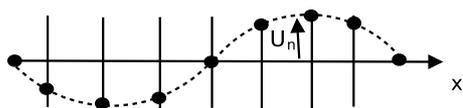


FIGURE 3.1: Onde polarisée transversale

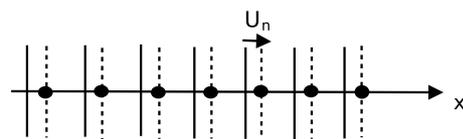


FIGURE 3.2: Onde polarisée longitudinale

L'origine de ces vibrations est multiple, l'effet de la température peut être une de ces origines. Ces paquets d'onde sont associés à des quasi-particules appelées phonons [19]. Elles jouent un rôle très important dans la connaissance des propriétés thermiques dans les solides. Nous allons nous intéresser aux ondes polarisées longitudinalement, pour introduire la notion de vibration atomique, en se basant sur des structures simples telle que la chaîne linéaire alternée, avec un ou plusieurs atomes différents.

3.1.1 Chaîne linéaire monoatomique

Dans le cas le plus simple, on considère un réseau unidimensionnel périodique de N atomes identiques ($N \gg 1$), de masse M , interagissant avec leurs premiers voisins. Lorsque l'amplitude

des mouvements est faible, on considère que le potentiel d'interaction est harmonique (loi de Hooke) [19].

$$V = \sum_n \frac{1}{2} K (u_n - u_{n+1})^2$$

- u_n : déplacement de l'atome n
- K : constante d'interaction entre premier voisin

A l'équilibre tous les atomes sont équidistants de a et la longueur de la chaîne est $N.a$. Les équations du mouvement s'écrivent :

$$M \frac{d^2 u_n}{dt^2} = - \frac{\partial V}{\partial u_n} = -K (u_n - u_{n+1}) + K (u_{n-1} - u_n) \quad (3.1)$$

soit :

$$M \frac{d^2 u_n}{dt^2} = K (u_{n+1} + u_{n-1} - 2u_n) \quad (3.2)$$

On cherche des solutions du type $u_n = A e^{i(qna - \omega t)}$ où ω est la fréquence angulaire, $q = 2\pi/\lambda$ le vecteur d'onde et λ la longueur d'onde. On déduit alors de (3.2) :

$$\omega(q) = \omega_0 \left| \sin\left(\frac{1}{2}qa\right) \right| \quad (3.3)$$

- avec $\omega_0 = \sqrt{\frac{4K}{M}}$

L'équation 3.3 nous donne la relation de dispersion des phonons pour une chaîne linéaire dans l'approximation des premiers voisins. Des calculs analogues peuvent être faits dans le cas où les interactions entre atomes ne se limitent pas aux premiers voisins. Dans ce cas la relation de dispersion prend la forme :

$$\omega^2(q) = \frac{4}{M} \sum_{p>0} K_p \sin^2\left(\frac{1}{2}qpa\right) \quad (3.4)$$

- $p = 1, 2, 3, \dots$: correspondant au p-ième voisin
- K_p : constante d'interaction avec le p-ième voisin

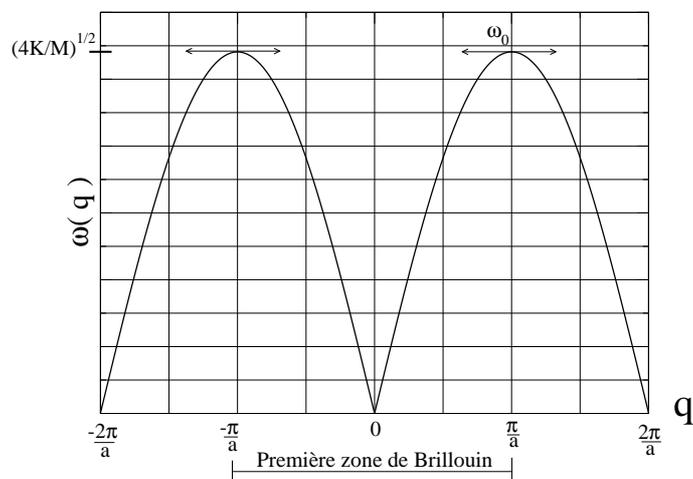


FIGURE 3.3: Courbe de dispersion pour une chaîne monoatomique avec interaction entre premiers voisins.

La figure 3.3, nous donne la courbe de dispersion dans la direction (100) dans l'approximation harmonique, pour une chaîne linéaire, avec un atome par maille et une interaction entre premiers voisins ($p = 1$). Deux valeurs de q différentes de $G = 2\pi/a$ représentent la même vibration. Tous les modes sont donc obtenus en restreignant le domaine des vecteurs d'onde à la première zone de Brillouin :

$$-\frac{\pi}{a} \leq q \leq \frac{\pi}{a}$$

Intéressons-nous maintenant à la vitesse de l'onde dans une chaîne. La vitesse de phase v_{ph} et la vitesse de groupe v_g (qui traduit la transmission de l'énergie dans un milieu) sont [19] :

$$v_{ph} = \frac{\omega}{q} ; v_g = \frac{\partial \omega}{\partial q} \quad (3.5)$$

Dans le cas d'une chaîne monoatomique et à partir de la relation de dispersion 3.4 on obtient :

$$v_{ph} = \frac{2}{q} \sqrt{\frac{K}{M}} \sin\left(\frac{qa}{2}\right), \quad v_g = \sqrt{\frac{Ka^2}{M}} \cos\left(\frac{1}{2}qa\right) \quad (3.6)$$

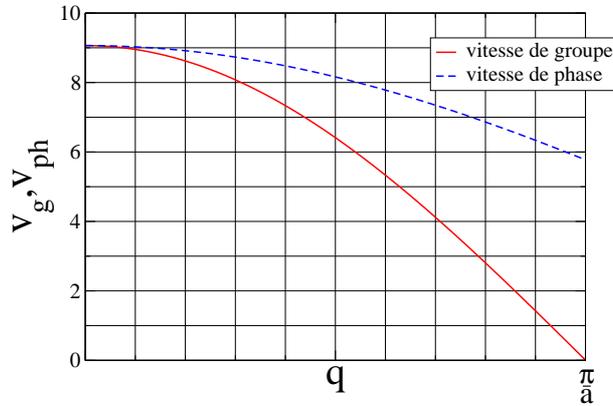


FIGURE 3.4: Vitesses de groupe et de phase en fonction de q .

L'équation 3.6 montre que la vitesse de groupe est nulle en bord de zone $q = \pi/a$, ce qui correspond à une onde stationnaire. Pour les $q \simeq 0$, nous avons $\sin(\frac{qa}{2}) \simeq \frac{qa}{2}$, la relation de dispersion 3.4 devient :

$$\omega(q) = a\sqrt{\frac{K}{M}} \cdot q \quad (3.7)$$

Dans ce cas $v_0 = a\sqrt{\frac{K}{M}}$ est appelé vitesse du son dans le matériau, on remarque que cette vitesse est indépendante de la fréquence dans le cas des grandes longueurs d'onde.

3.1.2 Chaîne linéaire diatomique

Nous allons nous intéresser dans ce paragraphe à la propagation d'une onde dans une chaîne ayant plus d'un atome par maille élémentaire. Considérons, par exemple, une chaîne diatomique alternée avec des masses M_1 et M_2 . Le paramètre de maille a de la chaîne passe ainsi à deux fois la distance entre voisins. Voir figure 3.5.

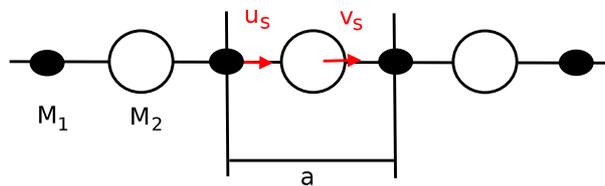


FIGURE 3.5: Représentation d'une chaîne d'atomes constituée de deux types différents d'atomes de masses M_1 et M_2 .

Dans le cas où les atomes n'interagissent qu'avec leurs premiers voisins et que les constantes d'interaction K sont identiques entre tous les atomes de la chaîne, les équations du

mouvement sont :

$$M_1 \frac{d^2 u_s}{dt^2} = K [v_s + v_{s-1} - 2u_s] \quad (3.8)$$

$$M_2 \frac{d^2 v_s}{dt^2} = K [u_{s+1} + u_s - 2v_s]$$

Où u_s et v_s sont les amplitudes de déplacement des atomes de la maille (voir figure 3.5).

En prenant des solutions en forme d'onde plane avec des amplitudes différentes v et u

$$u_s = u \cdot e^{i(sqa - \omega t)} \quad (3.9)$$

$$v_s = v \cdot e^{i(sqa - \omega t)} \quad (3.10)$$

En substituant les solutions dans le système d'équations (3.8) on a :

$$-\omega^2 M_1 u = K v [1 + e^{-iqa}] - 2Ku \quad (3.11)$$

$$-\omega^2 M_2 v = Ku [e^{iqa} + 1] - 2Kv \quad (3.12)$$

Nous trouvons les solutions en considérant le déterminant suivant :

$$\begin{vmatrix} 2K - M_1 \omega^2 & -K(1 + e^{-iqa}) \\ -K(1 + e^{iqa}) & 2K - M_2 \omega^2 \end{vmatrix} = 0$$

où :

$$M_1 M_2 \omega^4 - 2K(M_1 + M_2) \omega^2 + 2K^2(1 - \cos(qa)) = 0 \quad (3.13)$$

L'équation 3.13, bicarrée en ω , il suffit donc de la résoudre en ω^2 et prendre la racine pour trouver la courbe de dispersion $\omega = \omega(q)$.

On trouve :

$$\omega^2 = \frac{K(M_1 + M_2) \pm \sqrt{K^2(M_1 + M_2)^2 - 2M_1 M_2 K^2(1 - \cos(qa))}}{M_1 M_2} \quad (3.14)$$

La relation de dispersion $\omega(q)$ donne deux branches. L'une se nomme "branche optique" et l'autre se nomme "branche acoustique". Le nombre de ces branches va dépendre du nombre d'atomes présents dans la maille élémentaire. Si la maille contient N atomes, alors le nombre de branches sera 3N, avec 3 branches acoustiques et 3N-3 branches optiques.

En centre de zone ($q \rightarrow 0$) :

$$\omega^2 = 2K \left(\frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2} \right) \quad \text{Branche optique} \quad (3.15)$$

$$\omega^2 = \frac{1}{2} q^2 a^2 \frac{K}{M_1 + M_2} \quad \text{Branche acoustique} \quad (3.16)$$

Au bord de zone ($qa = \pm\pi$) on a :

$$\omega_1^2 = \frac{2K}{M_1} \quad \omega_2^2 = \frac{2K}{M_2} \quad (3.17)$$

La courbe de dispersion $\omega(q)$ est donnée en figure 3.7, dans le cas où $M_1 > M_2$, on a $\omega_1 < \omega_2$. Dans une branche acoustique, les deux atomes de la même maille oscillent dans le même sens ; par contre pour une branche optique, les deux atomes de la même maille oscillent dans des sens opposés avec des amplitudes dépendant de leur masse. Voir figure 3.6.

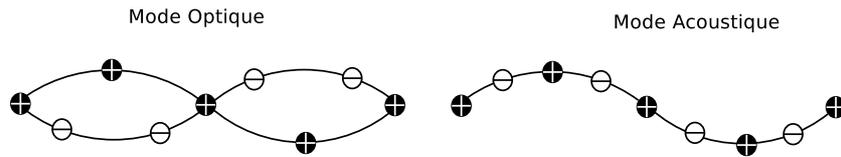


FIGURE 3.6: Ondes transverses optique et acoustique pour une chaîne linéaire diatomique.

On voit sur la figure 3.7, que la vitesse de groupe de la branche optique est plus petite que celle de la branche acoustique.

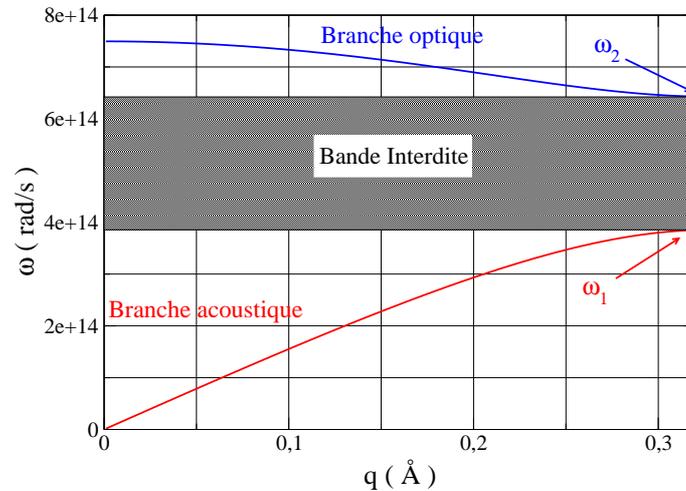


FIGURE 3.7: Courbes de dispersion pour une chaîne linéaire diatomique de masses $M_1 > M_2$.

3.1.3 Super-réseau

Dans cette thèse, nous nous intéressons à des SRs $(GaAs)_n/(AlAs)_n$. Le calcul des courbes de dispersion pour \vec{q} quelconque n'est pas facile. On se restreint donc, pour montrer les effets de la structuration, aux modes longitudinaux perpendiculaires aux couches. Nous allons nous intéresser aux modes de vibrations longitudinaux se propageant suivant la direction

[001] dans la structure zinc-blende [20] [21]. Effectivement, ces modes de vibration sont très bien décrits par un modèle de chaîne linéaire alternée avec plusieurs atomes par maille et avec une interaction entre premiers voisins. Cela est dû à la configuration de la structure zinc-blende, car suivant la direction z cette structure est constituée de plans équidistants ne contenant alternativement que des atomes d'un seul type : Aluminium, Arsenic ou Gallium (voir figure 4.2).

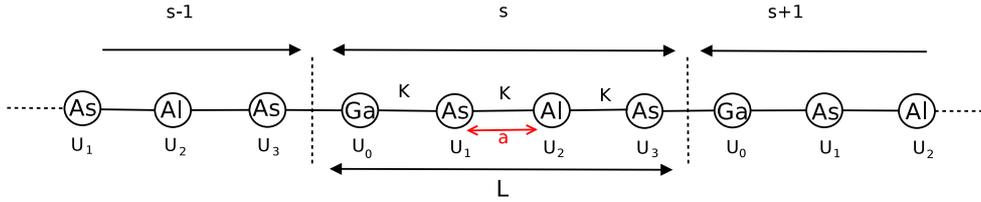


FIGURE 3.8: *Super-Réseau périodique avec 4 atomes dans la supermaille. Période $L = L_{GaAs} + L_{AlAs}$, $n_{GaAs} = n_{AlAs} = 1$. $a = 1.4125 \text{ \AA}$*

Nous allons à titre d'exemple calculer les courbes de dispersion des modes longitudinaux d'un SR de type $(GaAs)_1/(AlAs)_1$, dans l'approximation de la chaîne linéaire alternée (voir figure 3.8). Appelons $u_{l,s}$ le déplacement de l'atome l de la maille s . On peut écrire les équations de mouvement dans la direction z sous la forme suivante ([7] [22] et voir annexe A.1) :

$$m_0 \frac{\partial^2 u_{0,s}}{\partial t^2} = K [u_{1,s} + u_{3,s-1} - 2u_{0,s}] \quad (3.18)$$

$$m_1 \frac{\partial^2 u_{1,s}}{\partial t^2} = K [u_{0,s} + u_{2,s} - 2u_{1,s}] \quad (3.19)$$

$$m_2 \frac{\partial^2 u_{2,s}}{\partial t^2} = K [u_{3,s} + u_{1,s} - 2u_{2,s}] \quad (3.20)$$

$$m_3 \frac{\partial^2 u_{3,s}}{\partial t^2} = K [u_{2,s} + u_{0,s+1} - 2u_{3,s}] \quad (3.21)$$

Le SR étant périodique, les déplacements $u_{l,s}$ satisfont le théorème de Bloch. On a :

$$u_{l,s} = a_l e^{i(q \cdot z - \omega t)} \quad (3.22)$$

où q est le vecteur d'onde, ω la pulsation et t le temps. Le vecteur a_l ($l = 0, 1, 2, 3$) représente l'amplitude de vibration des différents atomes.

On en déduit la matrice dynamique pour $(GaAs)_1/(AlAs)_1$:

$$D = \begin{pmatrix} 2K - m_0 \omega^2 & -K & 0 & -K e^{-iq} \\ -K & 2K - m_1 \omega^2 & -K & 0 \\ 0 & -K & 2K - m_2 \omega^2 & -K \\ -K e^{iq} & 0 & -K & 2K - m_3 \omega^2 \end{pmatrix}. \quad (3.23)$$

Pour trouver les relations de dispersion $\omega(q)$, il suffit de résoudre l'équation :

$$\det D(q) = 0 \quad (3.24)$$

La diagonalisation de la matrice dynamique $D(q)$ pour une valeur de q donnée permet d'obtenir les valeurs propres (relation de dispersion) et les modes propres de vibration. Pour calculer de manière quantitative les courbes de dispersion réelles en utilisant un modèle de chaîne linéaire, on doit utiliser des paramètres effectifs. D'après la relation 3.24, se sont la masse de chaque atome et la constante d'interaction K entre les différents atomes qui servent de paramètres. La constante K est trouvée en ajustant les courbes de dispersion de $AlAs$ et en utilisant l'équation 3.15

$$K = \frac{M_1 \cdot M_2}{2(M_1 + M_2)} \omega_0^2$$

qui nous donne la fréquence ω_0 du mode optique longitudinal dans la direction $[100]$, à $q = 0$. On a $M_1 = 74 \text{ amu}$ (Arsenic), $M_2 = 26 \text{ amu}$ (Aluminium), $\omega_0 = 400 \text{ cm}^{-1}$ [23]. D'où $K = 1.60 \cdot 10^6 \text{ amu cm}^{-2} = 91 \text{ kg s}^{-2}$.

En utilisant les paramètres du tableau (3.1) [7], on a calculé les courbes de dispersion de $(GaAs)_1/(AlAs)_1$.

Matériaux	m_n (amu)	K (amu cm^{-2})	a (Å)
GaAs	⊗	1.60×10^6	1.4125
AlAs	⊗	1.60×10^6	1.4125
Ga n=0	69.72	⊗	⊗
As n=1	74.92	⊗	⊗
Al n=2	26.98	⊗	⊗
As n=3	74.92	⊗	⊗

TABLE 3.1: Paramètres de calcul des courbes de dispersion de $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ ($1 \text{ amu} = 1 \text{ unité de masse atomique} = 1.66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$)

Des calculs analogues ont été réalisés pour obtenir les courbes de dispersion dans les massifs $GaAs$ et $AlAs$. voir Annexe A.1. Nous avons tracé sur la figure 3.9 les courbes de dispersion des modes longitudinaux optique et acoustique pour deux échantillons massifs $GaAs$ et $AlAs$ et un SR $(GaAs)_1/(AlAs)_1$. Les lignes pleines représentent les courbes de dispersion du $GaAs$ massif, les pointillés à celle de l' $AlAs$ massif. Une des conséquences de la structuration $(GaAs)_1/(AlAs)_1$ est le repliement des courbes de dispersion. L'extension de la zone de Brillouin pour un SR est $2\pi/L$, alors que pour un échantillon non structuré elle est $\frac{2\pi}{a}$. Elle est réduite à $1/2$ par rapport à celle des massifs. Donc pour des SR on parlera plutôt de mini-zone de Brillouin.

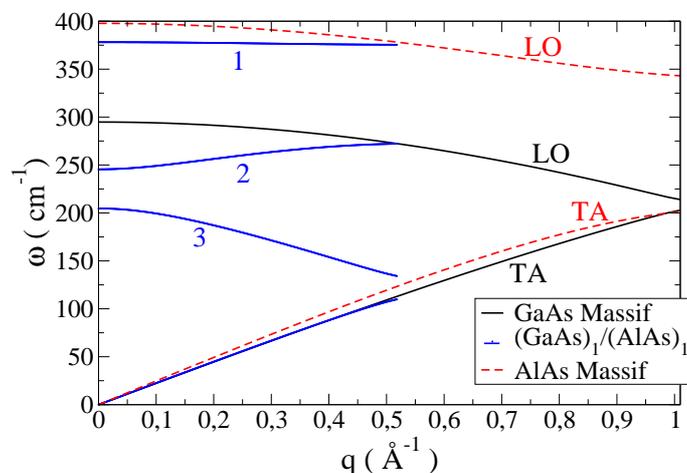


FIGURE 3.9: Courbes de dispersion de GaAs et AlAs massifs comparées à celle d'un SR $(GaAs)_1/(AlAs)_1$. La bande 1 (resp 2) correspond au repliement des modes optiques de AlAs (resp GaAs). La bande 3 correspond au repliement des modes acoustiques de GaAs et AlAs

Nous avons utilisé le même modèle pour calculer les courbes de dispersion dans les SRs $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ avec $n = 3, 8$ et 20 suivant la direction z . Les figures 3.10 à 3.13 représentent les courbes de dispersion obtenues pour $n = 3, 8$ et 20 . Le nombre de branches dépend du nombre d'atomes dans la super-maille, ce nombre est $4n$ dans le cas $(GaAs)_n/(AlAs)_n$.

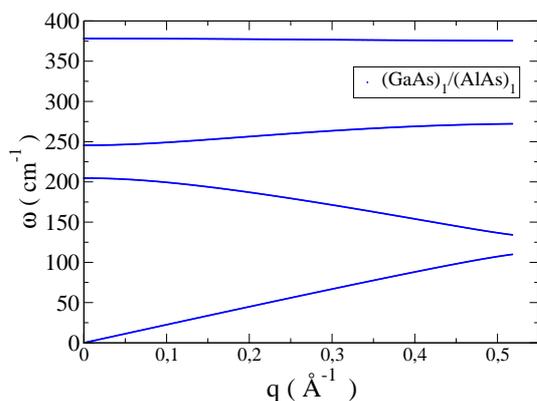


FIGURE 3.10: Courbes de dispersion $(GaAs)_1/(AlAs)_1$

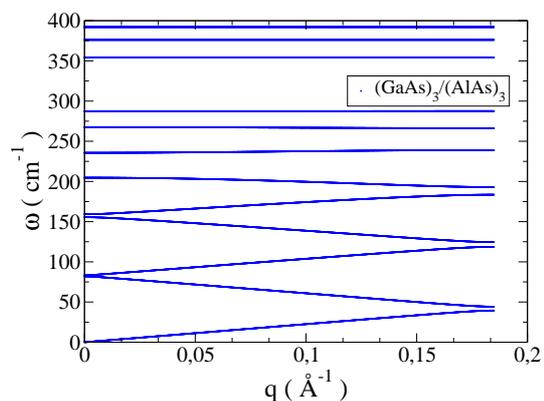


FIGURE 3.11: Courbes de dispersion $(GaAs)_3/(AlAs)_3$

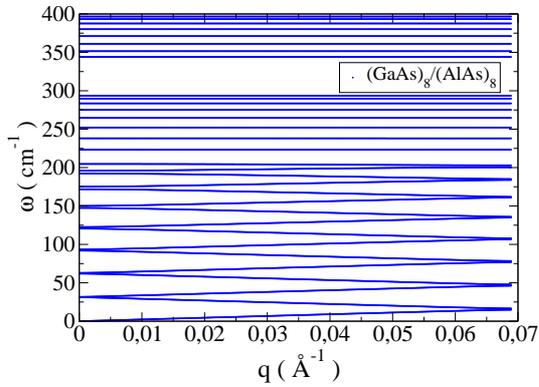


FIGURE 3.12: Courbes de dispersion $(GaAs)_8/(AlAs)_8$

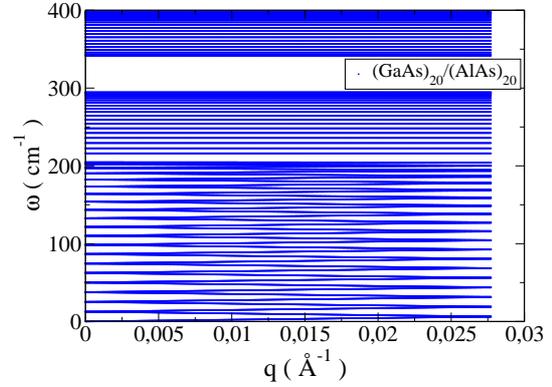


FIGURE 3.13: Courbes de dispersion $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$

De plus nous avons également calculé la vitesse de groupe dans la direction z , pour des SR de périodes différentes. Les figures (3.14 à 3.17) montrent la vitesse de groupe des phonons des SR du type $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ avec $n = 1, 3, 8$ et 20. On constate d'après ces figures, que la vitesse de groupe pour les SR tend vers zéro au bord et au centre de la zone de Brillouin, ce phénomène est dû à l'aspect des courbes de dispersion dans ces zones. Comme nous allons voir plus loin, cette vitesse aura une influence sur la valeur de la conductivité thermique des SR (voir équation 3.27).

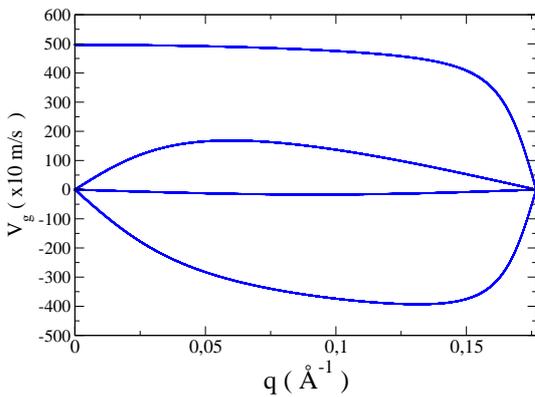


FIGURE 3.14: Vitesse de groupe des phonons dans $(GaAs)_1/(AlAs)_1$

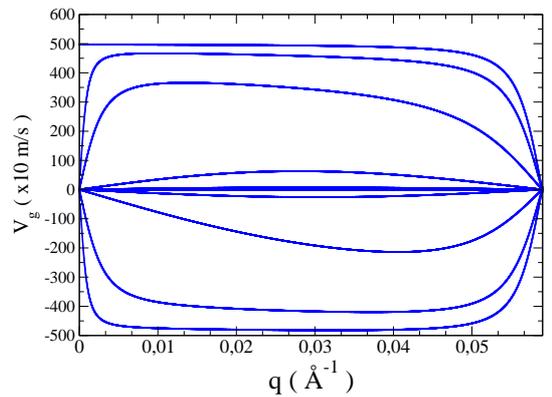


FIGURE 3.15: Vitesse de groupe des phonons dans $(GaAs)_3/(AlAs)_3$

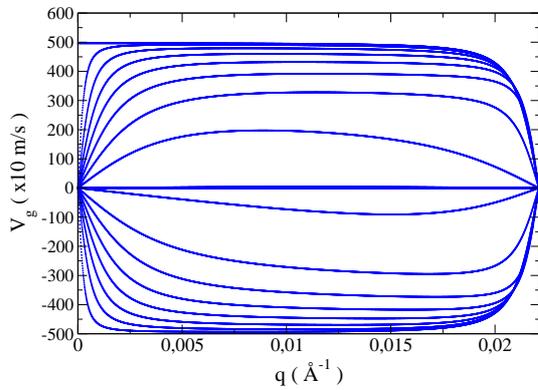


FIGURE 3.16: Vitesse de groupe des phonons dans $(GaAs)_8/(AlAs)_8$

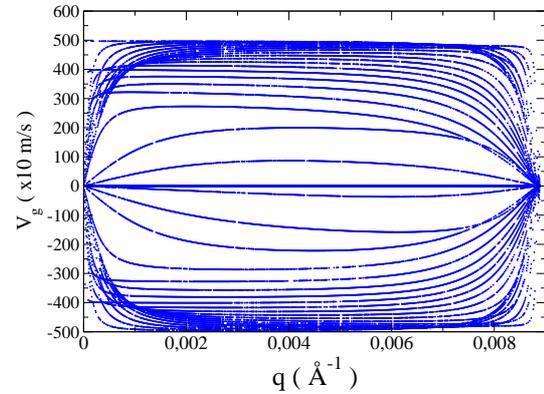


FIGURE 3.17: Vitesse de groupe des phonons dans $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$

3.2 Conductivité thermique et mécanismes de diffusion : rappels

La conductivité thermique k relie le flux de chaleur ϕ au gradient de température ∇T . D'après la loi de Fourier :

$$\phi = -k \nabla T \quad (3.25)$$

Un modèle élémentaire de cinétique de gaz traite les phonons comme un gaz de particules et donne pour expression de la conductivité thermique :

$$k = \frac{1}{3} C \cdot v \cdot l \quad (3.26)$$

où C est la capacité calorifique, v la vitesse moyenne des porteurs d'énergie dans le solide et l le libre parcours moyen des porteurs d'énergie. Un modèle plus sophistiqué [24] basé sur l'équation de Boltzmann généralise l'expression 3.26 en considérant toutes les branches de dispersion des phonons dans le solide. Holland [25] a suggéré une expression pour le calcul de la conductivité thermique en se plaçant dans l'approximation du temps de relaxation. Chacune des trois branches acoustiques p est approximée par une relation linéaire de type $\omega(q) = v_p \cdot q$ et les branches optiques sont négligées. Alors k peut s'écrire :

$$k = \frac{1}{3} \sum_p \int_0^{\omega_{D,p}} v_p^2(\omega) \tau_p(\omega, T) C_p(\omega, T) d\omega \quad (3.27)$$

- $\omega_{D,p} = \theta_p k_B / \hbar$: pulsation de Debye pour la polarisation p
- θ_p : température de Debye pour la polarisation p
- v_p : vitesse de groupe des phonons pour la polarisation p
- $\tau_p(\omega, T)$: durée de vie des phonons de polarisation p et fréquence ω
- $C_p(\omega, T) d\omega$: chaleur spécifique des phonons de la branche p de fréquence comprise entre ω et $\omega + d\omega$

$\tau_p(\omega, T)$ est le temps moyen entre deux collisions, pour un phonon (ω, p) donné. On peut définir un libre parcours moyen comme étant la distance parcourue entre deux collisions :

$$l_p(\omega, T) = v_p(\omega) \cdot \tau_p(\omega, T) \quad (3.28)$$

Lorsque plusieurs types de collision existent, on peut appliquer la règle de Matthiessen :

$$\tau_{Total}^{-1} = \tau_1^{-1} + \tau_2^{-1} + \tau_3^{-1} + \dots \quad (3.29)$$

Le modèle de Callaway [26] est le plus utilisé pour calculer ce terme. Dans ce modèle le temps de relaxation prend la forme :

$$\tau_p^{-1}(\omega, T) = \tau_I^{-1} + \tau_{3ph}^{-1} \quad (3.30)$$

où τ_I^{-1} est un temps de collision du aux imperfections du matériau et τ_{3ph}^{-1} un temps du à la collision avec d'autres phonons. τ_I^{-1} dépend de la qualité du matériau. Par contre τ_{3ph}^{-1} dépend de mécanismes intrinsèques liés à l'anharmonicité du réseau.

3.2.1 Diffusion élastique

On parle de collision élastique lorsqu'un phonon est diffusé en conservant son énergie. Seul son moment est modifié. Dans une structure cristalline, les mécanismes de diffusion élastique (ou collisions élastiques) sont dus aux hétérogénéités du réseau (impuretés). On distingue les collisions avec la surface de l'échantillon et les collisions avec les défauts présents dans l'échantillon (impureté, lacune, isotope, dislocation...)

Le temps de relaxation τ_b^{-1} du aux interactions avec la surface s'écrit :

$$\tau_b^{-1} = \frac{v_p}{F.L} \quad (3.31)$$

- $v_p^{-1} = \frac{1}{3}v_l^{-1} + \frac{2}{3}v_t^{-1}$: vitesse moyenne du son dans le matériau
- L : dimension caractéristique de l'échantillon
- F : paramètre de correction

La vitesse moyenne du son est prise comme une moyenne sur les modes longitudinaux et transverses du matériau considéré. Le paramètre F est introduit pour corriger l'expression du libre parcours moyen employée dans l'expression 3.27. Effectivement, cette relation ne reste valable que pour des cas où la dimension de l'échantillon vérifie $L \gg l_p(\omega, T)$. Dans les cas

$L \sim l_p(\omega, T)$ et $L < l_p(\omega, T)$, certains auteurs ont calculé F . Pour des films minces de SiO_2 et $GaAs$, ils trouvent $F_{SiO_2} = 0.8$ [27] et $F_{GaAs} = 0.75$ [28].

La diffusion des phonons par les impuretés introduit une durée de vie τ_d [29] :

$$\tau_d^{-1} = A_d(p)\omega^4 \quad (3.32)$$

Cette loi en ω^4 est la limite de Rayleigh dans laquelle la longueur d'onde des phonons est très supérieure à la taille des impuretés. $A_d(p)$ est un coefficient qui peut être déterminé en fittant des courbes de conductivité en fonction de la température [25].

3.2.2 Diffusion inélastique

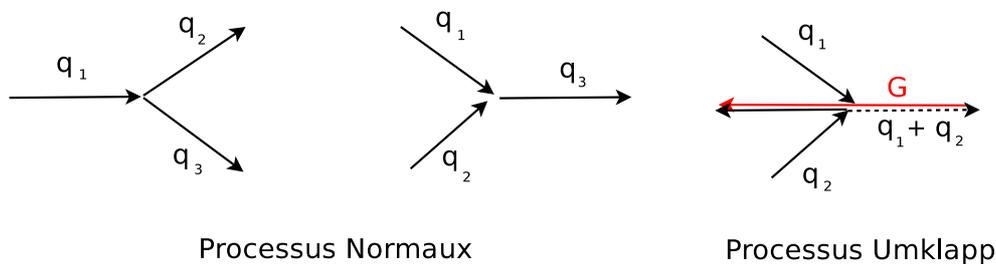


FIGURE 3.18: Processus d'interaction à trois phonons

Dans le cas d'une diffusion inélastique le phonon qui entre en collision perd ou gagne de l'énergie cinétique. Les collisions les plus importantes sont des collisions entre 3 phonons. Il en existe deux types : les processus Umklapp (dits processus U) et les processus normaux (dits processus N). Le processus N peut créer par l'addition de deux phonons de vecteur \vec{q}_1 et \vec{q}_2 un troisième phonon de vecteur \vec{q}_3 , mais peut aussi décomposer un phonon de vecteur \vec{q}_1 en deux phonons de vecteur \vec{q}_2 et \vec{q}_3 voir figure 3.18, avec une conservation de l'énergie et conservation du vecteur d'onde. Ces processus N conservent le moment total des phonons transportant la chaleur et ne s'opposent donc pas à la transmission de la chaleur. Par contre, dans les processus U la quantité de mouvement n'est pas conservée (figure 3.18). On a :

$$\vec{q}_1 + \vec{q}_2 = \vec{q}_3 + \vec{G} \quad (3.33)$$

Le vecteur $\vec{q}_1 + \vec{q}_2$ sortant de la zone de Brillouin y est ramené par une simple translation d'un vecteur \vec{G} du réseau réciproque [19]. Les processus U fournissent une résistance au transport de la chaleur et ainsi donnent une valeur finie de la conductivité thermique. Plusieurs auteurs ont proposé des expressions des durées de vie associées à ces processus [28] [25] et [26] (voir Tab 3.2).

B_{LN}, B_{TN}, B_{LU} et B_{TU} sont déterminées par un fit de la courbe de la conductivité thermique en fonction de la température.

Collisions à 3 phonons		
Processus N	Longitudinal	$B_{LN}\omega^2 T^3$
	Transversal	$B_{TN}\omega T^4$ si $0 \leq q < \frac{q_{max}}{2}$
Processus U	Longitudinal	$B_{LU}\omega^2 T^3$
	Transversal	$B_{TU}\omega^2 / \sinh(\hbar\omega/k_B T)$ si $\frac{q_{max}}{2} \leq q \leq q_{max}$

TABLE 3.2: Expression des temps de relaxation d'après Holland ([25]) k_B est la constante de Boltzmann, q est le vecteur d'onde, T est la température

F (cm)	1
L (cm)	1
v_b (cm/s)	$3.3 \cdot 10^5$
A_d (s^3/K)	$0.93 \cdot 10^{-44}$
$B_{LN} + B_{LU} = B_{3ph}$ (s/K^3)	$3.6 \cdot 10^{-23}$
Température de Debye θ_L (K)	345
Pulsation de Debye ω_D (rad/s)	$4.51 \cdot 10^{13}$

TABLE 3.3: Paramètres de calcul des temps de relaxation du GaAs d'après Holland [25].

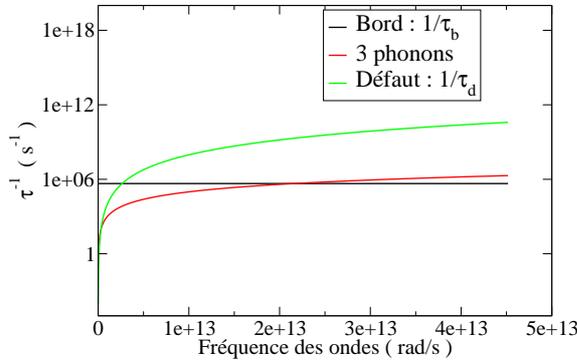


FIGURE 3.19: Inverses des temps de relaxation à 3 K, en fonction de la pulsation. Polarisation longitudinale

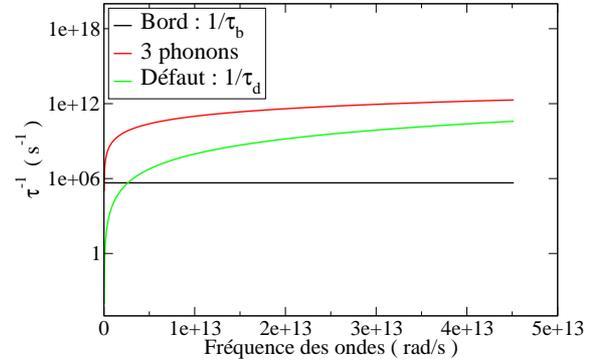


FIGURE 3.20: Inverses des temps de relaxation à 300 K, en fonction de la pulsation. Polarisation longitudinale

Les figures 3.19 et 3.20 représentent l'inverse des temps de relaxation calculé pour une température de 3 et 300 K, pour différents processus et pour une polarisation longitudinale. Les durées de vie τ_b (bord) et τ_d (défaut) sont indépendantes de la température. Par contre la durée de vie associée à l'interaction phonon-phonon dépend fortement de la température. Les processus à trois phonons sont dominants à haute température, alors que la diffusion par les bords et les défauts est dominante à basse température.

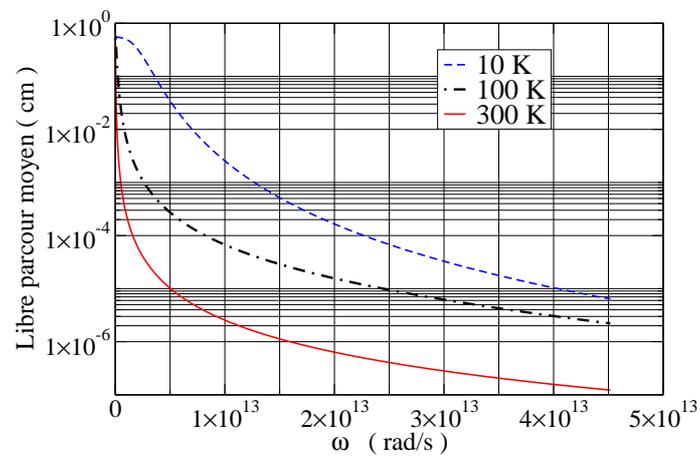


FIGURE 3.21: Libre parcours moyen des phonons longitudinaux dans GaAs pour trois températures et en fonction de la pulsation ω

La figure 3.21 représente le libre parcours moyen (lpm) des phonons longitudinaux dans GaAs en fonction de la pulsation des phonons, calculé à partir de l'équation 3.28. On constate que le lpm varie de plusieurs ordres de grandeur lorsque la température varie.

Élaboration et caractérisation des super-réseaux

Sommaire

4.1	Structure	31
4.2	Élaboration par MBE	32
4.3	Caractérisation par RX	34
4.4	Dépôt d'une couche isolante par pulvérisation cathodique	35

Nous présentons les structures cristallographiques des SRs $(GaAs)_n/(AlAs)_n$. Nous décrivons aussi le principe de l'épitaxie par jet moléculaire EJM ou MBE (Molecular Beam Epitaxy). Nous finirons par présenter les méthodes de caractérisation des SRs par RX.

4.1 Structure

$GaAs$ et $AlAs$ cristallisent dans la structure zinc-blende (voir figure 4.1). Cette structure est constituée de deux réseaux cubiques à faces centrées décalés l'un par rapport à l'autre, selon la direction (111) d'un quart de diagonale. Dans le cas de $GaAs$ (resp $AlAs$), l'un des deux réseaux contient les atomes de gallium Ga (resp d'aluminium Al), l'autre contient les atomes d'arsenic As . Les paramètres de maille de $GaAs$ et $AlAs$ sont quasiment identiques : $a = 0.565 \text{ nm}$.

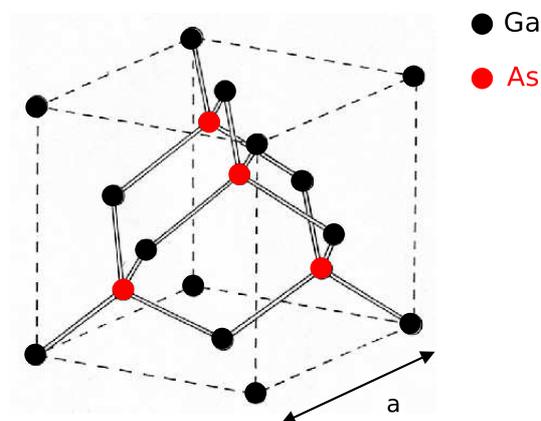
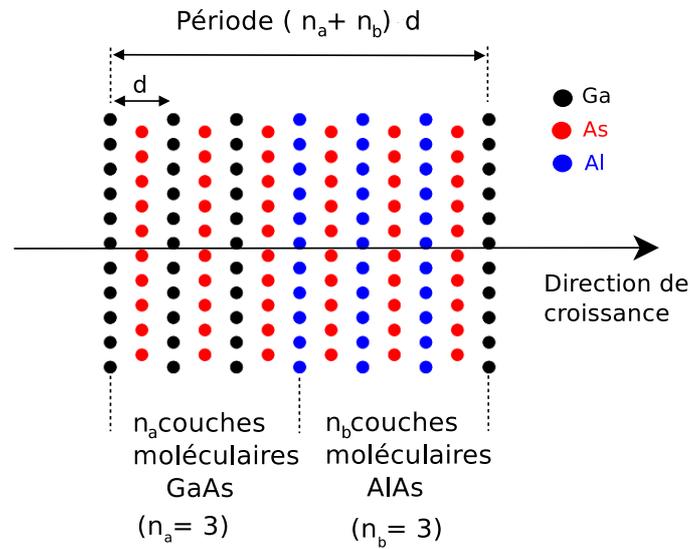


FIGURE 4.1: Structure cristalline Zinc-blende

On peut voir le cristal $GaAs$ (resp $AlAs$) comme l'empilement de plans alternés de Ga (resp Al) et de As , selon la direction $[001]$. On peut également le voir comme l'empilement de couches moléculaires alternées de $GaAs$ (resp $AlAs$) selon la direction $[001]$ (figure 4.2). La périodicité des couches moléculaires est le demi-paramètre de maille, soit $d = a/2 = 0.28 \text{ nm}$.

Un super-réseau (SR) désigne un empilement, régulier ou non, de plusieurs matériaux, selon une certaine direction de croissance. Les super-réseaux étudiés dans cette thèse sont constitués par l'empilement périodique de couches moléculaires de $GaAs$ (matériau A) et de $AlAs$ (matériau B). Selon la direction de croissance $[001]$, les couches minces de $GaAs$ (resp $AlAs$) contiennent n_A (resp n_B) couches moléculaires de $GaAs$ (resp $AlAs$). Un tel SR est nommé $(GaAs)_{n_A}/(AlAs)_{n_B}$, ou encore $n_A \times n_B$.

FIGURE 4.2: Super-Réseau $(GaAs)_3/(AlAs)_3$

La figure 4.2 représente un SR 3×3 . La période L du SR selon la direction perpendiculaire aux couches est :

$$L = (n_A + n_B)d = \frac{a}{2}(n_A + n_B) \quad (4.1)$$

Dans cette thèse, nous étudierons des échantillons caractérisés par $n_A = n_B$ (avec les valeurs 3, 8 et 20). Les empilements sont constitués de 100 à 300 périodes.

4.2 Élaboration par MBE

La MBE est une méthode de choix pour déposer des couches nanométriques de matériaux III-V sur un substrat donné. La croissance par épitaxie par jets moléculaires a été réalisée par Aristide Lemaître au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN).

Nous présentons une brève introduction sur l'élaboration des SRs du type $(GaAs)_n/(AlAs)_n$. Pour cela on installe un substrat monocristallin de $GaAs$ massif dans une enceinte ultravide et sur cet échantillon on fait interagir et condenser des flux atomiques. Les éléments III (Aluminium, Gallium) et V (Arsenic) qui vont constituer le SR, sont présents sous forme solide dans la chambre au niveau de creusets chauffés par effet Joule (Voir figure 4.3). Le substrat est porté à une certaine température (500, 540 et 630°C). Nous verrons dans la suite du manuscrit, que cette température influence la qualité de l'interface des SRs. La MBE est parfaitement adaptée pour réaliser couche par couche des structures très complexes telles que les super-réseaux. Cette technique est bien adaptée dans notre cas pour déposer des couches de type $GaAs$ et $AlAs$ sur un substrat de $GaAs$, car le désaccord de maille entre les deux milieux est de l'ordre 0.15%. Le fait que le désaccord de maille entre les deux milieux composant le Super-Réseau (SR) soit aussi faible implique une absence de dislocation. L'emploi d'un substrat de $GaAs$ per-

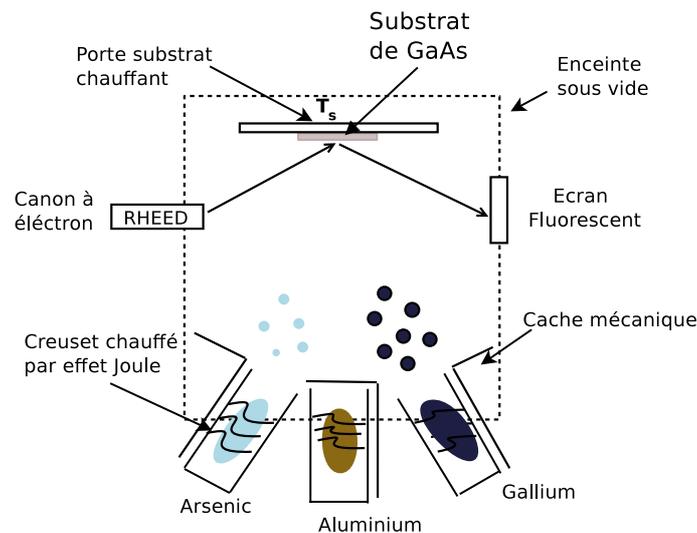


FIGURE 4.3: Schéma de principe de l'épitaxie par jets moléculaires

met de ne pas utiliser de couche tampon, contrairement au cas d'un SR de type *SiGe/Si* avec un désaccord de maille de 4 %.

Une expérience d'épitaxie par jet moléculaire se déroule en 3 étapes :

- On introduit le substrat de *GaAs* dans une première chambre sous pression atmosphérique, qui joue le rôle de sas. Une pompe primaire permet de faire un vide de, avant de déplacer l'échantillon.
- On place ensuite l'échantillon dans la chambre de transfert située entre le sas et et la chambre d'épitaxie. A cet endroit l'échantillon peut rester sous ultravide pendant un certain temps.
- Ensuite on passe à la chambre de croissance. Dans cette chambre on dépose l'échantillon sur un porte échantillon. Se trouvent également les éléments constituant le SR, dans des creusets chauffés par effet Joule. Et pour finir un diffracteur d'électrons de haute énergie en incidence rasante (RHEED) permet de contrôler la croissance (fig : 4.3).

Les flux d'atomes issus des creusets sont orientés vers la surface du substrat qui a été porté à une température appropriée pour l'épitaxie. Les atomes adsorbés à la surface se réorganisent. Ils possèdent une certaine énergie qui leur permet de se déplacer sur l'intégralité de la surface pour trouver un site favorable. Ces atomes peuvent rejoindre d'autres atomes présents sur la surface pour former des îlots. Ces îlots vont s'agrandir jusqu'à coalescer pour former une couche.

La mobilité dépend de deux paramètres, la température T_s du substrat et de l'énergie d'activation E_A . Une température faible entraîne une faible mobilité des atomes en surface. La conséquence de cette faible mobilité est que les atomes n'arrivent pas à rejoindre les îlots pour

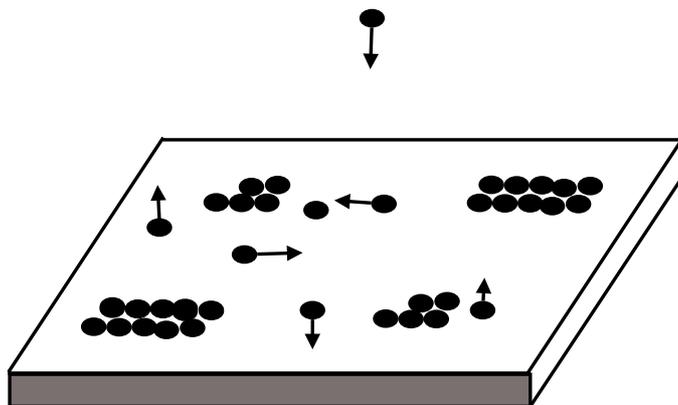


FIGURE 4.4: Déplacement atomique [30]

former une couche homogène. Par contre pour des températures plus élevée la mobilité des atome devient suffisante pour faciliter le déplacement des atomes en surface et ainsi favoriser le mécanisme de croissance de couche homogène. Pour des températures inférieurs à 450°C les couches obtenues ne sont de bonne qualité cristalline [31] et pour des températures supérieures à 700°C l'adhésion des éléments III diminue fortement [32]. La gamme de température qui permet une bonne qualité structurale varie de 500 à 630°C. Cependant dans la suite de notre étude nous allons voir un élargissement des interfaces pour des températures de croissance proches de 630°C

4.3 Caractérisation par RX

Une fois les échantillons élaborés, ils sont caractérisés par une technique de réflectivité X. Elle nous permet de vérifier la structure des empilements par la présence de pics de Bragg mais aussi la valeur de l'épaisseur de la bicouche $(GaAs)/(AlAs)$. La réflectivité X aux petits angles, consiste à envoyer un faisceau X monochromatique issu d'une cathode de Cu ($\lambda_{Cu} = 1.540560 \text{ \AA}$) et à mesurer l'intensité réfléchi. En animant le porte échantillon d'un mouvement de rotation on est capable de mesurer cette intensité grâce à un détecteur se trouvant sur un bras mobile. Dans ce cas on peut estimer la période L du SR par [33] [34] :

$$L = \frac{\lambda_{Cu}}{2 \sin(\Delta\alpha)} \quad (4.2)$$

La figure 4.5 montre le spectre de réflectivité X aux petits angles d'un SR de type $(AlAs)_8/(GaAs)_8$. Le spectre expérimental présente de nombreux pics de Bragg, qui nous permettent d'extraire la période du SR.

Cette figure présente également un spectre calculé grâce un programme de simulation. Le spectre a été décalé en intensité pour une meilleure visualisation.

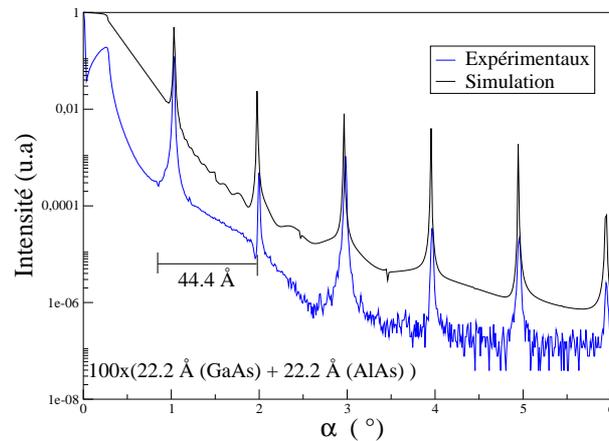


FIGURE 4.5: Réflexion des rayons-x pour un super-réseau $(AlAs)_8/(GaAs)_8$.

4.4 Dépôt d'une couche isolante par pulvérisation cathodique

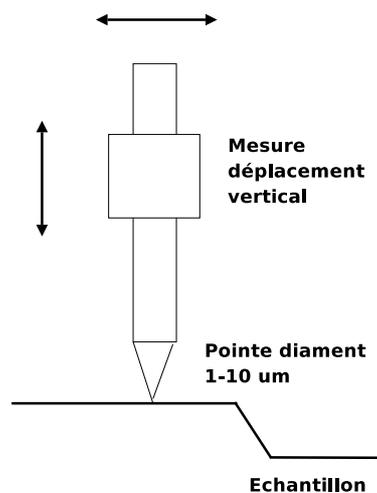


FIGURE 4.6: Principe d'un profilomètre

Dans notre étude, nous sommes amenés à intercaler une couche isolante entre le transducteur métallique et le SR. En effet, les contacts métal/semi-conducteur présentent des caractéristiques électriques non linéaires susceptibles de générer des signaux harmoniques parasites. La couche isolante est réalisée par pulvérisation cathodique de silice. L'épaisseur typique est de 100 *nm*. Afin, d'obtenir le même dépôt sur une série d'échantillons, ceux-ci sont installés sur un plateau tournant.

Pour estimer l'homogénéité de l'épaisseur des couches isolantes, nous mesurons leurs

épaisseurs par profilométrie sur l'ensemble des échantillons présents lors du dépôt. Un profilomètre est constitué d'une pointe (diamant) en déplacement horizontal sur la surface de l'échantillon. On mesure le déplacement vertical de la pointe (jusqu'à 1 nm) en fonction de sa position sur la surface. Un schéma général est reporté sur la figure 4.6.

Pour mesurer l'épaisseur des couches, il faut réaliser une marche. Avant les dépôts par pulvérisation, nous effectuons donc deux traces au marqueur sur les échantillons et les témoins. La couche adhère mal sur les traces de marqueur et peut ainsi être retirée mécaniquement. Ceci laisse une marche bien nette dont on mesure la hauteur. La figure 4.7 montre une zone où le film a été retiré par ce procédé. La taille latérale de cette zone est d'environ 2 mm.



FIGURE 4.7: *Retrait localisé du film*

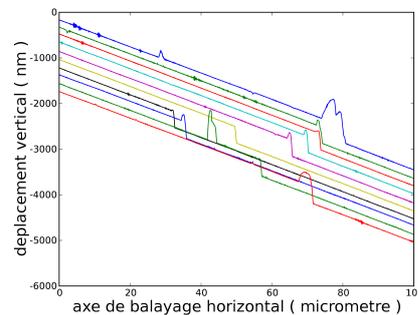


FIGURE 4.8: *Profilométrie d'une marche*

Avec le profilomètre, on fait un balayage de la marche à plusieurs endroits : voir figure 4.8. Nous avons réalisé ces dégagements à différents endroits des échantillons pour vérifier l'homogénéité en épaisseur des couches. Le tableau 4.1 récapitule les épaisseurs mesurées sur différents échantillons. Le dépôt de la couche isolante a été réalisé simultanément sur l'ensemble des échantillons mentionnés dans le tableau. Nous pouvons en conclure, que pour ce dépôt, l'homogénéité est d'environ $\pm 1.5 \text{ nm}$.

Échantillon	SR-112	SR-113	SR-118	SR-119	SR-120	SR-121	SR-122	SR-123
Épaisseur (1)(nm)	81.14	82.12	81.66	82.48	80.60	83.28	83.51	83.80
Épaisseur (2)(nm)	81.82	82.98	81.06	83.08	80.80	84.08	83.00	83.80

TABLE 4.1: *Épaisseur en (nm) des couches mesurée sur 2 zones dégagées (1) et (2)*

Méthode expérimentale : La méthode 3ω

Sommaire

5.1	Principe de la méthode 3ω	39
5.1.1	Relation entre $T_{2\omega_e}$ et $V_{3\omega_e}$ aux bornes de la piste	39
5.1.2	Schéma de l'expérience	41
5.2	Modèle théorique	42
5.2.1	Échantillon semi-infini	42
5.2.1.1	Excitation « porte »	44
5.2.1.2	Profil de température en profondeur	47
5.2.1.3	Excitation en « Trapèze »	49
5.2.2	Couche sur substrat	52
5.2.2.1	Couche sur substrat semi-infini	53
5.2.2.2	Couche sur substrat d'épaisseur finie	56
5.2.2.2.1	Face arrière isolée	56
5.2.2.2.2	Face arrière thermalisée	57
5.2.2.2.3	Simulation numérique	58
5.2.3	Bicouche sur substrat semi-infini ou fini	59
5.2.4	Validation numérique de l'additivité des résistances dans le cas d'un bi-couche isolant sur substrat de <i>GaAs</i>	62
5.3	Utilisation de deux transducteurs de largeurs différentes	66
5.3.1	Mesure de la conductivité thermique d'une couche déposée	66
5.3.2	Mesure de la chaleur spécifique du substrat	68
5.4	Protocoles de détermination de la conductivité d'un SR	68
5.4.1	Méthode de comparaison	68
5.4.2	Mesure en fonction de l'épaisseur	69
5.5	Précision des mesures	70
5.5.1	Mesure de la température moyenne de la piste	70
5.5.2	Précision sur la conductivité thermique k_0 d'un échantillon massif	70
5.5.3	Précision sur la résistance thermique d'une couche mince déposée	70
5.5.4	Précision sur la conductivité thermique d'une couche	71
5.5.5	Précision sur la conductivité thermique d'une couche dans un bicouche	71
5.5.6	Précision dans le cas de l'utilisation de deux pistes	72

5.5.7	Conclusion	72
5.6	Fabrication des transducteurs thermiques	72
5.6.1	Lithographie par laser en salle blanche	72
5.6.2	Métallisation	73
5.6.3	Caractérisations dimensionnelle et électrique des transducteurs	76
5.6.4	Coefficient thermique des transducteurs	79

Après avoir vu les propriétés de transport de la chaleur dans les massifs et les milieux nanostructurés, nous allons nous intéresser à la mesure de leurs propriétés thermiques. Dans ce chapitre, nous présentons dans une première partie une méthode de mesure, qui permet de caractériser des couches déposées sur un substrat massif. Dans une seconde partie, nous étudierons la réponse thermique théorique de plusieurs types de structures. Dans une troisième partie, nous verrons comment il est possible d'améliorer la méthode expérimentale. Enfin nous finirons ce chapitre, par un descriptif de la méthode Lift off, qui consiste à élaborer un transducteur thermique sur un échantillon en salle blanche, dans une quatrième partie.

5.1 Principe de la méthode 3ω

Nous avons choisi d'utiliser la méthode 3ω (David G.Cahill)[35] [36] qui est une méthode de mesure de conductivité thermique de matériaux massifs ou en couches minces. Cette méthode utilise comme élément chauffant et comme capteur de température une fine bande métallique déposée et structurée par lithographie sur la surface de l'échantillon. On fait passer un courant alternatif de pulsation ω_e dans la bande métallique. Il s'en suit un échauffement en $2\omega_e$, et par suite une variation de la résistance en $2\omega_e$ et une tension en $3\omega_e$ ($V_{3\omega_e}$). $V_{3\omega_e}$ permet d'extraire l'amplitude de l'oscillation de température moyenne de la bande chauffante et son déphasage par rapport au courant qui lui a donné naissance. L'amplitude et la phase de l'oscillation de température dépendent de la pulsation ω_e , de la conductivité thermique, de la densité et de la chaleur spécifique des matériaux sous la bande métallique. La mesure est réalisée dans le domaine fréquentiel. La méthode 3ω consiste à mesurer $V_{3\omega_e}$ en fonction de la fréquence, pour en déduire l'élévation de température à la pulsation $2\omega_e$ et en extraire la conductivité thermique recherchée.

5.1.1 Relation entre $T_{2\omega_e}$ et $V_{3\omega_e}$ aux bornes de la piste

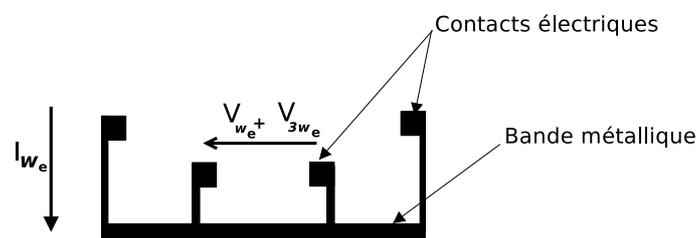


FIGURE 5.1: Schéma de principe d'un transducteur thermique

Un courant alternatif d'intensité, $I = I_0 \cos(\omega_e t)$ échauffe la bande métallique et l'échantillon à une pulsation $2\omega_e$ par effet Joule. A cause de l'augmentation ΔT de température de la bande chauffante $\Delta T = \Delta T_0 \cos(2\omega_e t + \phi)$ où $\Delta T_0 \sim 0.001$ K à 0.1K, la résistance R oscille aussi à la

pulsation $2\omega_e$ et suit une loi de variation de la forme :

$$R = R_0(1 + \alpha_R \Delta T) \quad (5.1)$$

L'amplitude ΔT_0 et le déphasage ϕ de l'oscillation de température ΔT sont reliés à la conductivité thermique de l'échantillon mais dépendent également de la géométrie de l'élément chauffant, de la capacité thermique, de la densité et bien sûr de la pulsation ω_e . La tension V mesurée aux bornes des prises de tension (figure 5.1) comporte une composante harmonique de pulsation $3\omega_e$. En effet :

$$\begin{aligned} V &= R.I \\ &= R_0(1 + \alpha_R \Delta T_{2\omega_e} \cos(2\omega_e t + \phi)) . I_0 \cos(\omega_e t) \end{aligned} \quad (5.2)$$

$$= R_0 I_0 \cos(\omega_e t) + R_0 I_0 \Delta T_{2\omega_e} \alpha_R \cos(2\omega_e t + \phi) \cos(\omega_e t) \quad (5.3)$$

$$\text{or } \cos(a) \cos(b) = \frac{1}{2} (\cos(a+b) + \cos(a-b))$$

Donc :

$$V = R_0 I_0 \cos(\omega_e t) + \frac{R_0 I_0}{2} \alpha_R \Delta T_{2\omega_e} \cos(\omega_e t + \phi) + \frac{R_0 I_0}{2} \alpha_R \Delta T_{2\omega_e} \cos(3\omega_e t + \phi) \quad (5.4)$$

$$V = V_{\omega_e} + V_{3\omega_e} \quad (5.5)$$

Le premier terme du second membre de l'équation (5.4) est typiquement 10^3 à 10^6 fois plus grand que les termes suivants et ne contient aucune information sur l'amplitude ($\Delta T_{2\omega_e}$) et la phase (ϕ) de l'oscillation de température $\Delta T_{2\omega_e}$. Le second terme ne peut être utilisé pour mesurer $\Delta T_{2\omega_e}$ et ϕ car sa pulsation est la même que celle du terme précédent. Seul le troisième harmonique $V_{3\omega_e}$ peut nous renseigner sur $\Delta T_{2\omega_e}$ et ϕ :

$$\boxed{V_{3\omega_e} = \frac{1}{2} R_0 I_0 \alpha_R \Delta T_{2\omega_e} \cos(3\omega_e t + \phi)} \quad (5.6)$$

avec

- R_0 valeur de la résistance de la piste à la température de l'expérience.
- I_0 amplitude du courant appliqué à la piste à la pulsation ω_e .
- α_R coefficient thermique de la piste.

Les mesures de R_0 et α_R sont décrites au paragraphe 5.6.4. La mesure de I_0 l'est dans le paragraphe suivant.

5.1.2 Schéma de l'expérience

La tension fondamentale aux bornes du transducteur est 10^3 à 10^6 plus grande que les harmoniques triples que l'on cherche à mesurer. Il est donc nécessaire de conditionner le signal afin de réduire l'amplitude du fondamental. En effet les détecteurs synchrones n'ont une réserve dynamique typique que de 60 dB : Il faut donc réduire la composante fondamentale grâce à l'utilisation d'un pont différentiel.

La figure (5.2) présente le pont différentiel utilisé pour réduire l'harmonique 1. L'échantillon est mis en série avec 3 résistances. La résistance R_1 sert à fixer le courant I_0 injecté dans la piste métallique déposée sur l'échantillon. La résistance R_c sert à mesurer ce courant avec une bonne précision. La résistance R_e (résistance d'équilibrage) permet l'annulation du terme en ω_e grâce à l'amplificateur différentiel.

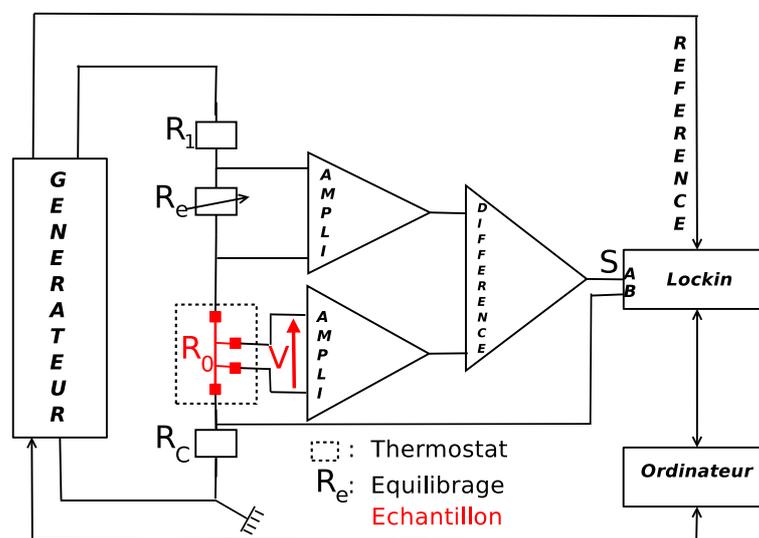


FIGURE 5.2: Schéma de principe d'une expérience $3\omega_e$, valeurs typiques : $I_0 = 10\text{ mA}$, $R_1 = 200\ \Omega$, $R_c = 1\ \Omega$, $R_0 = 20\ \Omega$ et $R_e \sim R_0$

Le protocole expérimental comprend les étapes suivantes :

- Équilibrage du pont à une fréquence arbitraire en minimisant la sortie S, grâce à la résistance d'équilibrage.
- Balayage en fréquence

À chaque fréquence on effectue une mesure du courant aux bornes de R_c . Le niveau de sortie du générateur est ajusté pour maintenir constant, à toutes fréquences, l'intensité du courant.

On mesure le signal à la sortie du lockin à $3\omega_e$, $S_{3\omega_e}$

- Détermination de $V_{3\omega_e}$ grâce à la mesure de la transmittance S_{ω}/V_{ω} .
- Détermination de $\Delta T_{2\omega_e}$ à l'aide de la formule (5.6).

L'échantillon est mis dans une enceinte maintenue à température constante. Le générateur et le lockin sont reliés à un ordinateur. Celui-ci pilote l'expérience qui consiste à mesurer $\Delta T_{2\omega_e}$ pour des fréquences variant de 1 à 3000 Hz. Le programme écrit en langage python-gtk est modifiable et permet de changer facilement les conditions de mesure.

5.2 Modèle théorique

Nous calculons ici la réponse théorique du transducteur thermique et nous montrons comment extraire les propriétés thermiques des échantillons étudiés.

5.2.1 Échantillon semi-infini

On considère ici un milieu semi-infini présentant une surface plane. On impose sur cette surface un flux thermique (voir figure 5.3 pour la définition des coordonnées), qui est imposé dans l'expérience par la puissance fournie par effet Joule à la piste. La chaleur diffuse dans le milieu selon l'équation de diffusion :

$$\nabla^2 T(x, y, z, t) = \frac{1}{D} \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} \quad (5.7)$$

avec

- $D = k/\rho C$: diffusivité thermique en $m^2 s^{-1}$
- k : conductivité thermique en $W m^{-1} K^{-1}$
- ρ : masse volumique $kg m^{-3}$
- C : chaleur spécifique $J kg^{-1} K^{-1}$

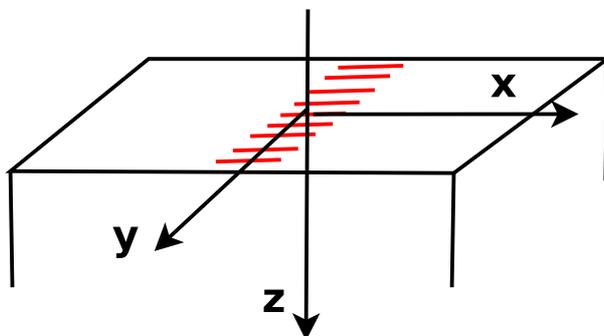


FIGURE 5.3: Flux ne dépendant que de x

On suppose que le flux ϕ en surface varie de façon harmonique et qu'il ne dépend que de x :

$$\phi(x,t) = q(x).exp(i\omega t) \quad (5.8)$$

où ω est la pulsation thermique $\omega = 2\omega_e$ (2 fois celle du courant électrique). Le flux est normal à la surface $z = 0$. On a donc la condition aux limites :

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = \phi(x,t) \quad (5.9)$$

On a également la condition à l'infini :

$$T \xrightarrow{z \rightarrow \infty} 0 \quad (5.10)$$

Par symétrie, T ne dépend que de t , x et z . On cherche donc des solutions de la forme :

$$T(x,z,t) = \theta(x,z)exp(i\omega t) \quad (5.11)$$

L'équation de diffusion de la chaleur s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} - \frac{i\omega}{D} \theta = 0 \quad (5.12)$$

avec les conditions (5.9) et (5.10) :

$$\text{en } z = 0 \quad -k \frac{\partial \theta}{\partial z} = q(x) \quad (5.13)$$

$$\text{en } z \rightarrow \infty \quad \theta \xrightarrow{z \rightarrow \infty} 0 \quad (5.14)$$

On effectue une transformation de Fourier sur x :

$$\theta(x,z) \xrightarrow{TF} \Theta(\lambda,z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \theta(x,z) e^{-i\lambda x} dx \quad (5.15)$$

La transformation appliquée à l'équation (5.12) donne :

$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} - \left(\lambda^2 + \frac{i\omega}{D} \right) \Theta = 0 \quad (5.16)$$

La solution de cette équation est :

$$\Theta(\lambda,z) = A \exp(-\sigma z) + B \exp(+\sigma z) \quad (5.17)$$

avec :

$$\sigma^2 = \lambda^2 + \frac{i\omega}{D} \quad (5.18)$$

On applique également une transformation de Fourier sur les équations (5.13) et (5.20) :

$$\text{en } z = 0 \quad -k \frac{\partial \Theta}{\partial z} = Q_0(\lambda) \quad (5.19)$$

$$\text{en } z \rightarrow \infty \quad \Theta \xrightarrow{z \rightarrow \infty} 0 \quad (5.20)$$

où $Q_0(\lambda)$ est la transformée de Fourier de $q(x)$.

D'après les deux dernières conditions on a :

$$A = \frac{Q_0(\lambda)}{k \sigma} \quad (5.21)$$

$$B = 0 \quad (5.22)$$

D'où :

$$\Theta(\lambda) = \frac{Q_0(\lambda)}{k \sigma} \exp(-\sigma z) \quad (5.23)$$

Par transformation inverse :

$$\theta(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{Q_0(\lambda)}{k \sigma} \exp(-\sigma z) e^{+i\lambda x} d\lambda \quad (5.24)$$

En surface ($z = 0$) :

$$\theta(x, 0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{Q_0(\lambda)}{k \sigma} e^{+i\lambda x} d\lambda \quad (5.25a)$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{Q_0(\lambda)}{k \sqrt{\lambda^2 + i\omega/D}} e^{+i\lambda x} d\lambda \quad (5.25b)$$

5.2.1.1 Excitation « porte »

Dans nos expériences, la géométrie du flux est imposée en surface par une bande métallique chauffante. Le profil du flux est alors celui d'une fonction porte :

On suppose :

$$q(x) = \begin{cases} q_0 & \text{si } -b < x < +b \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

La transformée de Fourier de q est :

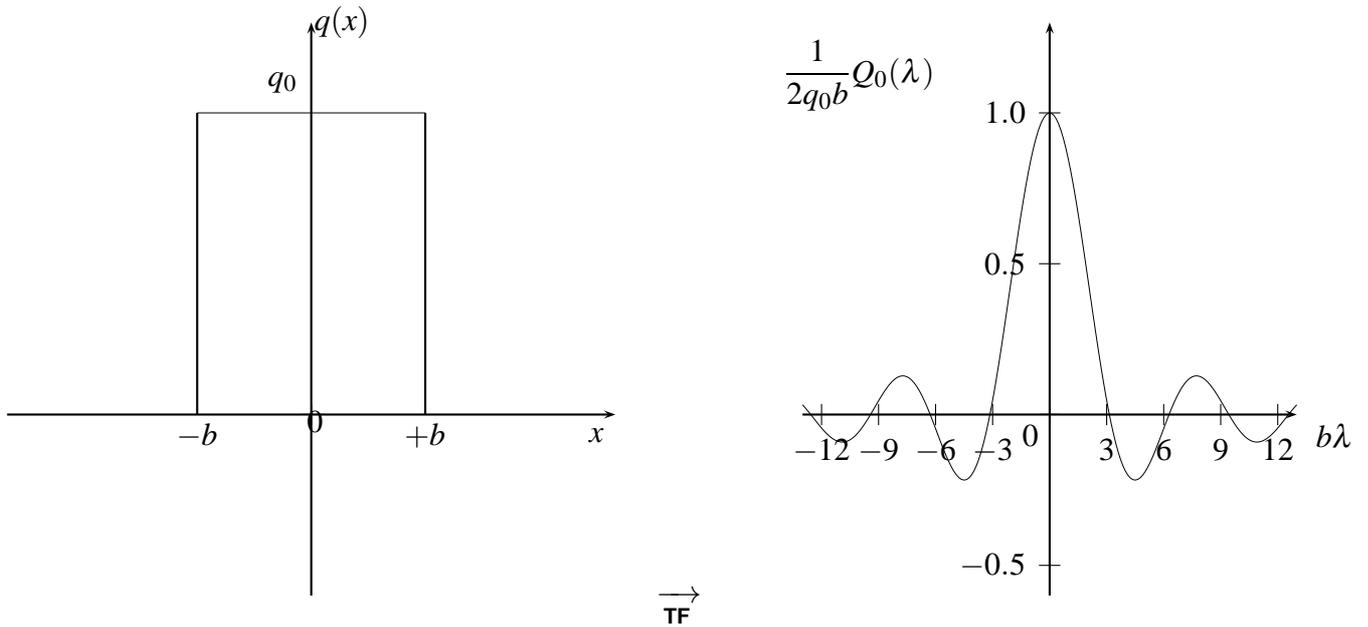
$$Q_0(\lambda) = 2q_0 \frac{\sin b\lambda}{\lambda} \quad (5.26)$$

$$\theta(x, 0) = \frac{q_0}{\pi k} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin(b\lambda)}{\lambda \sqrt{\lambda^2 + i\omega/D}} e^{+i\lambda x} d\lambda \quad (5.27)$$

La température moyenne de la piste que l'on mesure est :

$$\langle \theta \rangle_x = \frac{1}{2b} \int_{-b}^{+b} \theta(x) dx \quad (5.28)$$

d'où :



$$\langle \theta \rangle_x = \frac{q_0}{2b\pi k} \int_{-b}^{+b} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin(b\lambda)}{\lambda \sqrt{\lambda^2 + i\omega/D}} e^{-i\lambda x} d\lambda \right] dx \quad (5.29a)$$

$$= \frac{q_0}{2b\pi k} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin(b\lambda)}{\lambda \sqrt{\lambda^2 + i\omega/D}} \left[\int_{-b}^{+b} e^{-i\lambda x} dx \right] d\lambda \quad (5.29b)$$

$$= \frac{q_0}{2b\pi k} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2 \sin(b\lambda)}{\lambda \sqrt{\lambda^2 + i\omega/D}} \left[\frac{\sin(b\lambda)}{\lambda} \right] d\lambda \quad (5.29c)$$

$$\text{on pose } y = b\lambda \quad y_0^2 = b^2 \omega/D \quad (5.29d)$$

$$= \frac{q_0 b}{\pi k} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2(y)}{y^2} \frac{1}{\sqrt{y^2 + iy_0^2}} dy \quad (5.29e)$$

$$= \frac{2q_0 b}{\pi k} \int_0^{+\infty} \frac{\sin^2(y)}{y^2} \frac{1}{\sqrt{y^2 + iy_0^2}} dy \quad (5.29f)$$

$P_l = 2q_0 b$ représente la puissance injectée par unité de longueur.

$$\boxed{\langle \theta(0, \omega) \rangle_x = \frac{P_l}{\pi k} \int_0^{+\infty} \frac{\sin^2(y)}{y^2} \frac{1}{\sqrt{y^2 + iy_0^2}} dy} \quad (5.30)$$

où k est la conductivité thermique du matériau.

Les figures 5.4 et 5.5, calculées à partir de (5.30), montrent l'amplitude et la phase de la température moyenne de la piste pour un substrat de SiO_2 et la figure 5.6 représente les parties réelle et imaginaire.

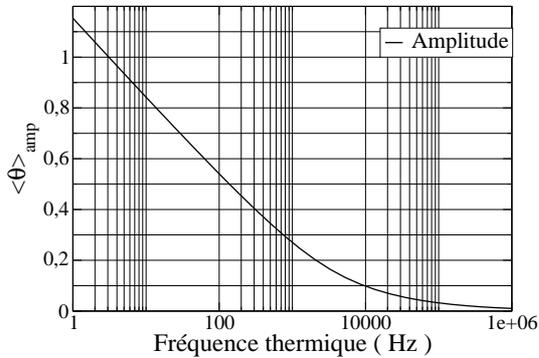


FIGURE 5.4: Courbe théorique de la réponse en température (amplitude) d'une piste déposée sur un substrat de SiO_2 massif ($k=1.15 \text{ W/m/K}$, $2b=30 \mu\text{m}$ $D=8.10^{-7}$)

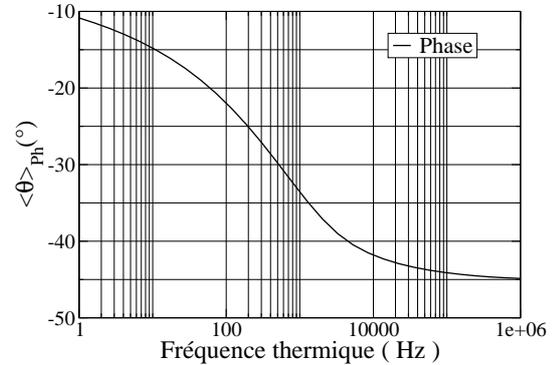


FIGURE 5.5: Courbe théorique de la réponse en température (phase) d'une piste déposée sur un substrat de SiO_2 massif ($k=1.15 \text{ W/m/K}$, $2b=30 \mu\text{m}$ $D=8.10^{-7}$)

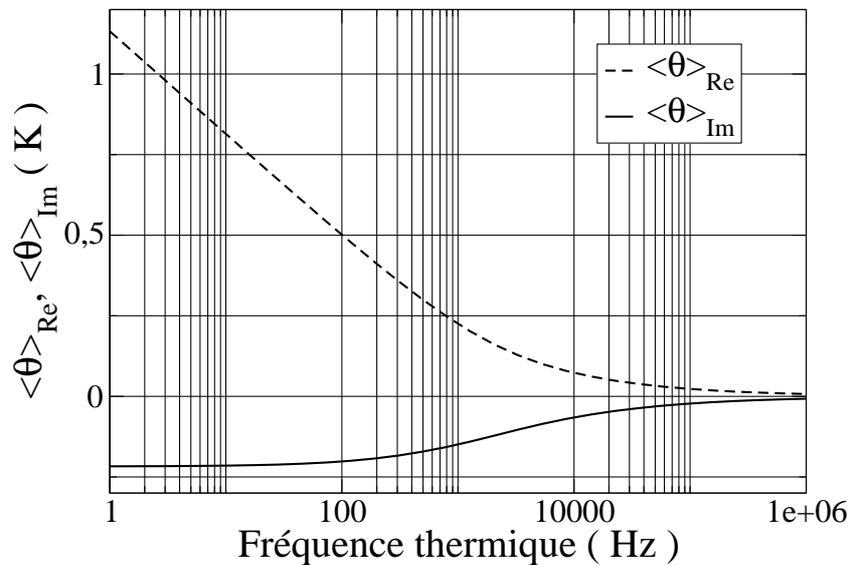


FIGURE 5.6: Température moyenne d'une piste (parties réelle et imaginaire) déposée sur un substrat de SiO_2 massif ($k=1.15 \text{ W/m/K}$, $D = 8.10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$, $2b=30 \mu\text{m}$). La formule 5.32 donne une fréquence $F = \Omega/2\pi = 560 \text{ Hz}$.

Deux régimes apparaissent nettement en fonction de la fréquence. A basse fréquence ($< 300 \text{ Hz}$), la partie réelle est linéaire en fonction de $\log(f)$ et la partie imaginaire est quasi-constante. A haute fréquence ($> 10000 \text{ Hz}$), partie réelle et imaginaire tendent vers la même valeur. Le régime basse fréquence permet d'extraire très facilement la conductivité thermique

du matériau. En effet dans les références [35, 37] on trouve une approximation de l'équation 5.30 à basse fréquence :

$$\langle \theta \rangle_x = \frac{P}{\pi k} \left[-\frac{1}{2} \ln \frac{\omega}{\Omega} + \eta - i \frac{\pi}{4} \right] \quad (5.31)$$

où :

$$\Omega = \frac{k}{\rho C b^2} \quad (5.32)$$

η est une constante qui est égale à $\simeq 0,92$ dans le cas où l'épaisseur de l'élément chauffant est négligeable. On peut montrer que $\eta = \frac{3}{2} - \gamma$ où γ est la constante d'Euler [37]. On en déduit alors la conductivité thermique par une simple mesure de pente.

$$k = -\frac{P}{2\pi} \left[\frac{dRe \langle \theta \rangle_x}{d \ln \omega} \right]^{-1} \quad (5.33)$$

Cette mesure est indépendante de la largeur de la piste.

Lorsque ω tend vers l'infini d'après [37] :

$$\langle \theta \rangle_x = \frac{P}{2k \sqrt{\frac{2\omega}{\Omega}}} (1-i) = \frac{P}{2b \sqrt{k\rho C} \sqrt{\omega}} (1-i) \quad (5.34)$$

On peut donc en déduire l'effusivité $\sqrt{k\rho C}$. Nous allons illustrer dans le paragraphe suivant la diffusion de la chaleur au sein de l'échantillon à haute et basse fréquence.

5.2.1.2 Profil de température en profondeur

Considérons le champ de température non pas en surface comme dans les paragraphes précédents, mais plutôt à l'intérieur de l'échantillon, pour comprendre le comportement décrit dans le paragraphe précédent et vérifier l'hypothèse d'un échantillon infini. En effet nous effectuons des expériences à très basse fréquence. Il faut donc comparer la longueur de pénétration et la taille de l'échantillon. De plus dans les expériences à basse température la conductivité thermique varie fortement et la longueur de pénétration peut devenir comparable à l'épaisseur de l'échantillon. Nous allons calculer numériquement le profil de température au sein de l'échantillon, à l'aide de l'équation 5.24, dans le cas d'une excitation porte, pour plusieurs fréquences d'excitation. Les figures 5.7 à 5.10 nous montrent les variations de température avec la fréquence thermique. Nous constatons que la température en profondeur de l'échantillon varie avec la fréquence. A 20000 Hz la diffusion s'effectue perpendiculairement à la piste, sur une profondeur très petite. A 1 Hz l'échantillon est chauffé sur une épaisseur d'environ 4 mm. La diffusion de la chaleur est régie par la longueur de diffusion thermique qui est de 14 μm à 20000 Hz et de 2 mm à 1 Hz. Pour une largeur de piste de 150 μm , à 1 Hz la longueur de

pénétration étant de 2 mm, la chaleur remplit un cylindre de rayon de l'ordre de la longueur de pénétration thermique. On peut définir :

- le régime basse fréquence lorsque $\mu \gg 2b$
- le régime haute fréquence lorsque $\mu \ll 2b$

où μ est la longueur de diffusion thermique :

$$\mu = \left(\frac{D}{\omega} \right)^{1/2} \quad (5.35)$$

Paramètres de simulation (figures 5.7 à 5.10) :

- largeur de la piste $2b$: $150 \mu\text{m}$
- diffusivité thermique de *GaAs* : $2.6 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$
- conductivité thermique de *GaAs* : $45 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$

Ces paramètres donnent : $F = \Omega/2\pi = 735 \text{ Hz}$, ce qui correspond à une longueur de diffusion thermique de $75 \mu\text{m}$.

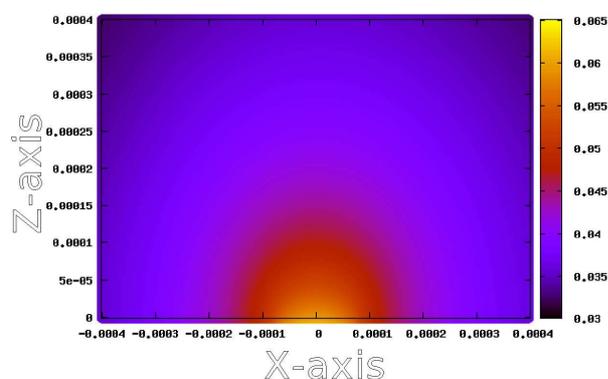


FIGURE 5.7: Température au sein de l'échantillon pour une fréquence thermique de 1 Hz

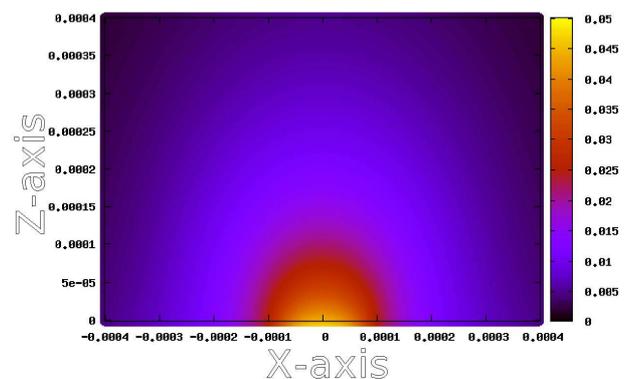


FIGURE 5.8: Température au sein de l'échantillon pour une fréquence thermique de 100 Hz

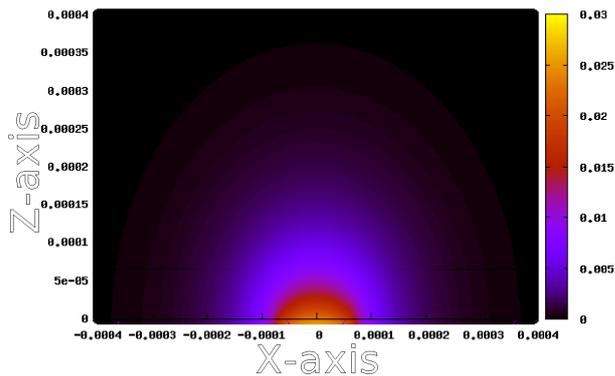


FIGURE 5.9: Température au sein de l'échantillon pour une fréquence thermique de 1000 Hz

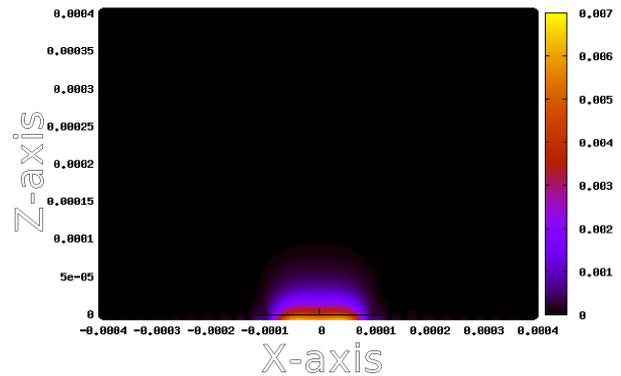


FIGURE 5.10: Température au sein de l'échantillon pour une fréquence thermique de 20000 Hz

5.2.1.3 Excitation en « Trapèze »

Dans cette partie, nous nous intéressons à un profil de flux en surface s'écartant légèrement d'un profil en porte. En effet nous voulons estimer l'impact sur les mesures de la géométrie exacte de la bande métallique. Supposons qu'elle ne présente pas des flancs suffisamment raides.

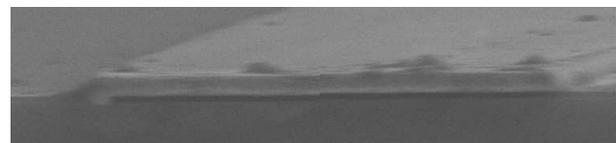
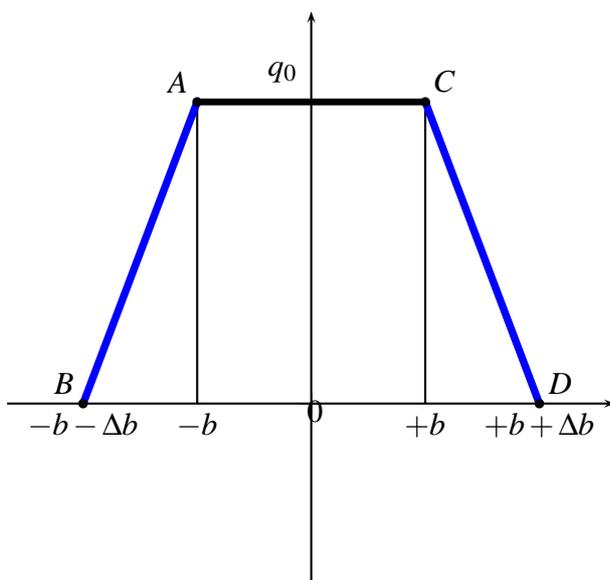


FIGURE 5.11: Image MEB de la section d'une bande métallique)

On considère alors un profil en « Trapèze » : voir figure 5.11

$$A(-b; q_0) \quad B(-b - \Delta b; 0) \quad C(+b; q_0) \quad D(+b + \Delta b; 0)$$

$$q(x) = \begin{cases} +\frac{q_0}{\Delta b}x + q_0 \left(\frac{\Delta b + b}{\Delta b}\right) & \text{si } -b - \Delta b < x < -b \\ q_0 & \text{si } -b < x < +b \\ -\frac{q_0}{\Delta b}x + q_0 \left(\frac{\Delta b + b}{\Delta b}\right) & \text{si } +b < x < +b + \Delta b \end{cases}$$

La transformée de Fourier est :

$$Q_1(\lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} q(x) e^{-i\lambda x} dx = \int_{-\Delta b - b}^{-b} \left[\frac{q_0}{\Delta b}x + q_0 \left(\frac{\Delta b + b}{\Delta b}\right) \right] e^{-i\lambda x} dx \quad (5.36a)$$

$$+ \int_{-b}^{+b} q_0 e^{-i\lambda x} dx + \int_{+b}^{+\Delta b + b} \left[-\frac{q_0}{\Delta b}x + q_0 \left(\frac{\Delta b + b}{\Delta b}\right) \right] e^{-i\lambda x} dx \quad (5.36b)$$

$$Q_1(\lambda) = \frac{2q_0}{\Delta b} \left[\frac{b \sin(\lambda b) - (\Delta b + b) \sin(\lambda(\Delta b + b))}{\lambda} + \frac{\cos(\lambda b) - \cos(\lambda(\Delta b + b))}{\lambda^2} \right] \quad (5.37a)$$

$$+ 2q_0 \left(\frac{\Delta b + b}{\Delta b}\right) \left[\frac{\sin(\lambda(\Delta b + b)) - \sin(\lambda b)}{\lambda} \right] + 2q_0 \frac{\sin b \lambda}{\lambda} \quad (5.37b)$$

Si $\Delta b = 0$, on retrouve bien le cas du transducteur parfait

$$Q_1(\lambda) = Q_0(\lambda) = 2q_0 \frac{\sin b \lambda}{\lambda}$$

La figure (5.12) montre Q_0 et Q_1 obtenus pour $2b = 30 \mu m$ et $\Delta b = 1.5 \mu m$.

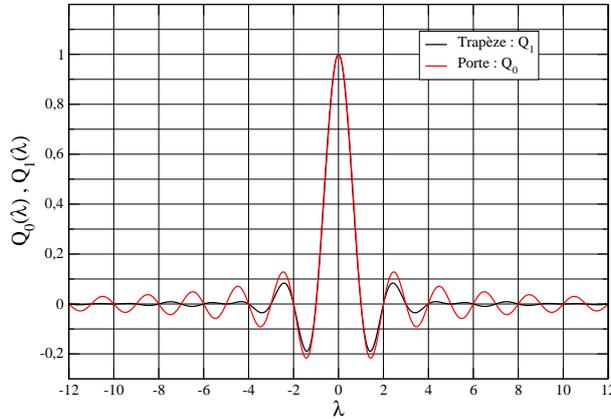


FIGURE 5.12: Transformés de Fourier de l'échantillon, Q_0 : excitation porte ($2b = 30 \mu m$) et Q_1 : excitation trapèze ($2b = 30 \mu m$ et $\Delta b = 1.5 \mu m$)

En surface ($z = 0$) :

$$\theta(x, 0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{Q_1(\lambda)}{k \sqrt{\lambda^2 + i\omega/D}} e^{+i\lambda x} d\lambda \quad (5.38a)$$

De même que précédemment, la température moyenne mesurée par la bande métallique est :

$$\langle \theta \rangle = \frac{2q_0}{(\Delta b + b)\pi k} \int_0^{+\infty} \frac{\sin(b\lambda) \sin(\lambda(\Delta b + b))}{\lambda^2 \sqrt{\lambda^2 + i\omega/D}} d\lambda \quad (5.39a)$$

$$+ \frac{2q_0}{\Delta b(\Delta b + b)\pi k} \int_0^{+\infty} \frac{b \sin(b\lambda) \sin(\lambda(\Delta b + b)) - (\Delta b + b) \sin^2(\lambda(\Delta b + b))}{\lambda^2 \sqrt{\lambda^2 + i\omega/D}} d\lambda \quad (5.39b)$$

$$+ \frac{2q_0}{\Delta b(\Delta b + b)\pi k} \int_0^{+\infty} \frac{\cos(\lambda b) \sin(\lambda(\Delta b + b)) - \cos(\lambda(\Delta b + b)) \sin(\lambda(\Delta b + b))}{\lambda^3 \sqrt{\lambda^2 + i\omega/D}} d\lambda \quad (5.39c)$$

$$+ \frac{2q_0}{\Delta b\pi k} \int_0^{+\infty} \frac{\sin^2(\lambda(\Delta b + b)) - \sin(\lambda b) \sin(\lambda(\Delta b + b))}{\lambda^2 \sqrt{\lambda^2 + i\omega/D}} d\lambda \quad (5.39d)$$

On étudie une situation *GaAs* typique :

- Conductivité thermique : $k = 45.71 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
- Chaleur spécifique : $C = 326 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
- Masse volumique : $\rho = 5317 \text{ kg.m}^{-3}$
- Diffusivité : $D = 2.6.10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$
- Puissance linéique : $P = 1.00 \text{ W.m}^{-1}$
- Largeur du transducteur : $2b = 30.10^{-6} \text{ m}$

Pour différentes fréquences et différentes valeur de Δb , nous avons tracé la valeur de la température. Et nous remarquons que Δb a une certaine influence sur la partie réelle et imaginaire de l'équation 5.31. Pour un $\Delta b = 0$, nous retrouvons bien le profil de température avec un flux de forme " porte " (voir figure 5.12). Dans nos expériences la valeur de la conductivité thermique du substrat est directement tirée de la pente $\frac{dRe\langle\theta\rangle_x}{d\ln(F)}$. Le tableau (5.1) indique la variation de la conductivité thermique apparente du substrat en fonction de Δb . Il est donc impératif de minimiser Δb .

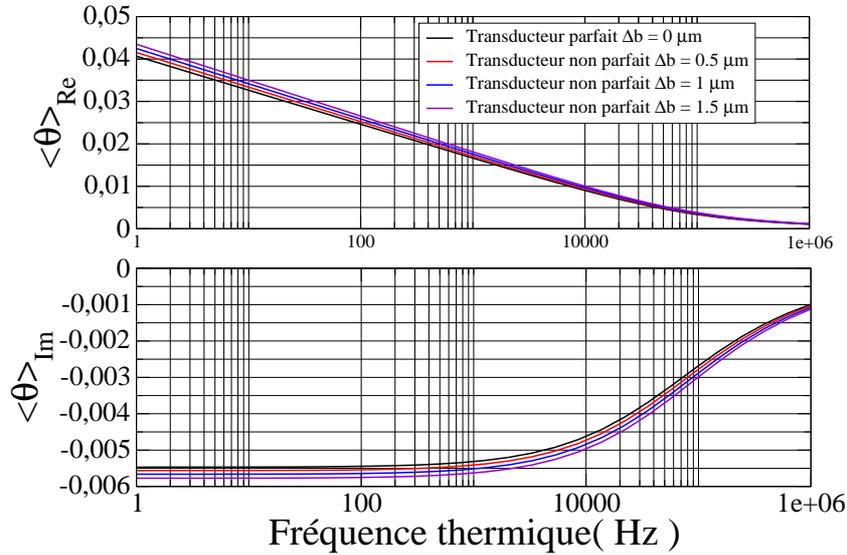


FIGURE 5.13: Température moyenne de la piste pour une excitation trapèze, $2b = 30 \mu m$ et Δb variable

Δb (μm)	0	0.5	1.0	1.5
pente $\frac{d\langle \theta \rangle_{Re}}{d \ln(F)}$	0.003482	0.003551	0.003586	0.003656
valeur de k déduite de la pente	45.7	44.81	44.38	43.53
erreur $\Delta k/k$	0	2%	3%	5%

TABLE 5.1: Variation de la pente $\frac{d\langle \theta \rangle_{Re}}{d \ln(F)}$ à basse fréquence pour différentes valeurs de Δb et $2b = 30 \mu m$

Une déformation trapézoïdale de la piste entraîne un biais de mesure caractérisé par une diminution de la valeur mesurée de la conductivité thermique du substrat. Remarquons qu'il s'agit d'un effet de forme, alors que dans le cas d'un profil en porte parfait, la détermination de la conductivité par la pente est indépendante de la valeur de la largeur de la piste $2b$. Nous allons voir dans la suite de l'étude que diverses techniques seront mises en place pour minimiser la valeur de Δb , en particulierité la lithographie lift-off.

5.2.2 Couche sur substrat

Nous considérons dans ce paragraphe le cas d'une couche déposée sur un substrat semi-infini puis d'épaisseur finie. Nous calculons le champ de température en surface et déduisons la réponse du transducteur thermique. Dans la suite de nos calculs, ω désignera la fréquence thermique, 2 fois celle du courant électrique.

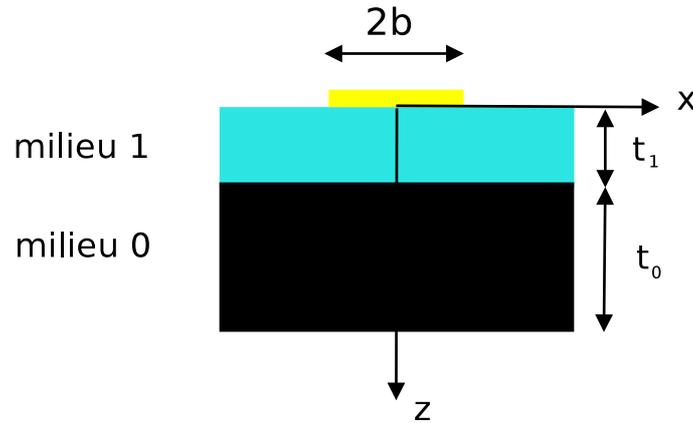


FIGURE 5.14: Couche sur substrat

avec :

- t_1 : épaisseur de la couche
- t_0 : épaisseur du substrat (fini ou infini)
- D_0, k_0 : diffusivité et conductivité du substrat
- D_1, k_1 : diffusivité et conductivité de la couche

5.2.2.1 Couche sur substrat semi-infini

Nous allons maintenant écrire la solution de l'équation de diffusion dans chaque milieu.

$$\text{Couche (1)} : \theta_1(z, \omega) = A_1 e^{-\sigma_1 \cdot z} + B_1 e^{\sigma_1 \cdot z} \quad (5.40)$$

$$\text{Substrat (0)} : \theta_0(z, \omega) = A_0 e^{-\sigma_0 \cdot (z-t_1)} + B_0 e^{\sigma_0 \cdot (z-t_1)} \quad (5.41)$$

ω est la pulsation thermique (2 fois celle du courant) et $\sigma_j = \sqrt{\lambda^2 + i \frac{\omega}{D_j}}$ où $j = 0$ pour le substrat et $j = 1$ pour la couche.

Dans le cas d'un substrat infini et en supposant les pertes nulles dans le milieu où baigne l'échantillon, les conditions aux limites s'écrivent :

- En $z = 0$, égalité des flux :

$$Q = k_1 \sigma_1 A_1 - k_1 \sigma_1 B_1 \quad (5.42)$$

- En $z = t_1$, égalité des flux et des températures :

$$A_1 e^{-\sigma_1 t_1} + B_1 e^{\sigma_1 t_1} = A_0 \quad (5.43)$$

$$k_1 \sigma_1 A_1 e^{-\sigma_1 t_1} - k_1 \sigma_1 B_1 e^{\sigma_1 t_1} = k_0 \sigma_0 A_0 \quad (5.44)$$

- En $z \rightarrow \infty$ la température tend vers zéro. Ce qui implique $B_0 = 0$

Sous forme matricielle on a :

$$\begin{pmatrix} Q \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_1 \sigma_1 & -k_1 \sigma_1 & 0 \\ e^{-\sigma_1 t_1} & e^{\sigma_1 t_1} & -1 \\ k_1 \sigma_1 e^{-\sigma_1 t_1} & -k_1 \sigma_1 e^{\sigma_1 t_1} & -k_0 \sigma_0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \\ A_0 \end{pmatrix} \quad (5.45)$$

Dans ce cas nous arrivons à un système de 3 équations à 3 inconnues. On en déduit :

$$A_1 = \frac{Q e^{-\sigma_1 t_1} [k_1 \sigma_1 - k_0 \sigma_0]}{k_1 \sigma_1 [k_1 \sigma_1 \sinh(\sigma_1 t_1) + k_0 \sigma_0 \cosh(\sigma_1 t_1)]} \quad (5.46)$$

$$B_1 = \frac{Q e^{\sigma_1 t_1} [k_1 \sigma_1 + k_0 \sigma_0]}{k_1 \sigma_1 [k_1 \sigma_1 \sinh(\sigma_1 t_1) + k_0 \sigma_0 \cosh(\sigma_1 t_1)]} \quad (5.47)$$

En $z = 0$ la température vaut :

$$\theta_1(0, \omega) = A_1 + B_1$$

Et la température moyenne de la piste sous excitation porte est : [38] [39] [40] :

$$\langle \theta(0, \omega) \rangle_x = \frac{P}{\pi b^2 \cdot k_1} \int_0^{+\infty} \frac{1}{\sigma_1} \frac{k_1 \sigma_1 + k_0 \sigma_0 \tanh(\sigma_1 t_1)}{k_0 \sigma_0 + k_1 \sigma_1 \tanh(\sigma_1 t_1)} \frac{\sin^2(b\lambda)}{\lambda^2} d\lambda \quad (5.48)$$

avec P : puissance linéique

La formule précédente est valable pour des couches d'épaisseur quelconque. On a très souvent à faire à des structures formées par une couche mince déposée sur un substrat semi-infini. C'est le cas des expériences présentées dans le chapitre suivant.

Cas d'une couche très mince

Considérons donc maintenant le cas d'une couche mince, déposée sur un substrat.

On pose :

$$\psi(\lambda) = \frac{1}{k_1 \sigma_1} \frac{k_1 \sigma_1 + k_0 \sigma_0 \tanh(\sigma_1 t_1)}{k_0 \sigma_0 + k_1 \sigma_1 \tanh(\sigma_1 t_1)} \quad (5.49)$$

Soit une couche mince isolante déposée sur un substrat conducteur. Dans ce cas la couche peut être considérée comme une perturbation par rapport au substrat. On peut ainsi décomposer $\psi(\lambda)$:

$$\psi(\lambda) = \frac{1}{k_0 \sigma_0} + \frac{1 - \left(\frac{k_1 \sigma_1}{k_0 \sigma_0}\right)^2}{1 + \left(\frac{k_1 \sigma_1}{k_0 \sigma_0}\right) \tanh(\sigma_1 t_1)} \frac{\tanh(\sigma_1 t_1)}{k_1 \sigma_1} \quad (5.50)$$

Lorsque k_1/k_0 est très petit ($\leq 1/50$) et que l'épaisseur t_1 est de quelques centaines de nanomètres on peut effectuer un développement limité de l'équation 5.50 et ne garder que l'ordre zéro. On obtient :

$$\psi(\lambda) = \frac{1}{k_0 \sigma_0} + \frac{t_1}{k_1} \quad (5.51)$$

En effet dans le domaine des basses fréquences $f \leq 100 \text{ Hz}$, il est facile de vérifier au moins graphiquement que $|\sigma_0| \simeq |\sigma_1|$ et $|\sigma_1| t_1 \ll 1$ sur tout le domaine d'intégration ($\lambda \leq 1/b$). Car le terme $\sin^2(b\lambda)/\lambda^2$ impose une coupure pour les valeurs de λ utile pour l'intégrale. En pratique les seules contributions qui comptent sont de l'ordre $1/b$.

Ainsi, la température moyenne de la piste est :

$$\langle \theta \rangle \simeq \langle \theta \rangle_0 + \frac{P}{\pi b k_1} \frac{t_1}{k_1} \int_0^{+\infty} \frac{\sin^2 b\lambda}{\lambda^2} d\lambda \quad (5.52a)$$

$$\simeq \langle \theta \rangle_0 + \Delta\theta_c \quad (5.52b)$$

où $\langle \theta \rangle_0$ est la température moyenne de la piste en l'absence de couche et où $\Delta\theta_c$:

$$\Delta\theta_c = \frac{Pt_1}{2bk_1} \quad (5.53)$$

La température totale de la piste a alors deux contributions. La première est due au substrat $\langle \theta \rangle_0$, et la deuxième est due au gradient de température à travers la couche. Quand l'épaisseur de la couche est petite devant la largeur de la piste, le problème du transport thermique dans la couche devient unidimensionnel. Le flux de chaleur est conservé à travers le film et vaut $P/2b$. La relation (5.53) exprime alors la proportionnalité entre le flux dans la couche et la différence de température entre ses faces. La couche mince agit alors comme une barrière thermique de résistance t_1/k_1 [41].

L'effet de la couche isolante est donc simplement de translater la composante réelle de la température, par rapport à celle du substrat nu. On mesure alors k_1 en mesurant cette translation à basse fréquence, grâce à la formule :

$$\langle \theta \rangle = \frac{P}{\pi k_0} \left[-\frac{1}{2} \ln \frac{\omega}{\Omega_0} + \eta - i \frac{\pi}{4} \right] + \frac{Pt_1}{2bk_1} \quad (5.54)$$

où :

$$\Omega_0 = \frac{k_0}{\rho_0 C_0 b^2}$$

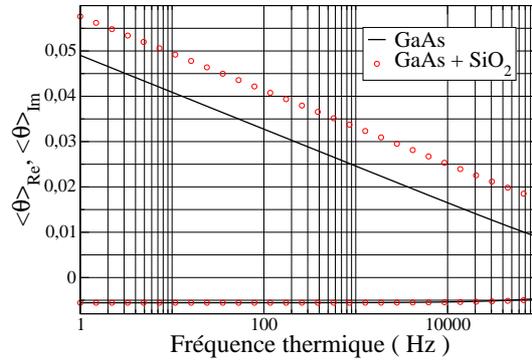


FIGURE 5.15: Température moyenne de la piste pour un substrat nu de *GaAs* et pour une couche de SiO_2 déposée sur *GaAs*.

La figure 5.15 illustre l'équation 5.52, on observe une simple translation de la partie réelle. Les parties imaginaires sont confondues.

5.2.2.2 Couche sur substrat d'épaisseur finie

Nous allons étudier ici, l'influence de l'épaisseur du substrat de *GaAs*. Les substrats utilisés ont une épaisseur de $500 \mu m$, ce qui représente environ 10 fois la longueur de pénétration thermique à température ambiante pour une fréquence de 1000 Hz. A basse température la conductivité varie très fortement (à 20 K, 80 fois la valeur à température ambiante), la longueur de pénétration devient donc comparable voire supérieure à celle de l'échantillon. Il faut donc résoudre l'équation de diffusion de la chaleur pour un substrat d'épaisseur finie et donc tenir compte des conditions aux limites sur la face arrière.

5.2.2.2.1 Face arrière isolée

Dans ce cas, cela signifie que la face arrière est sans contact, isolée thermiquement (on dit adiabatique). Dans toutes les expériences, l'épaisseur du substrat sera soit $350 \mu m$, soit $500 \mu m$.

Avec les notations de la figure 5.14, nous pouvons écrire la solution de l'équation de diffusion dans chaque milieu :

$$\theta_1(z, \omega) = A_1 e^{-\sigma_1 \cdot z} + B_1 e^{\sigma_1 \cdot z} \quad (5.55)$$

$$\theta_0(z, \omega) = A_0 e^{-\sigma_0(z-t_1)} + B_0 e^{\sigma_0(z-t_1)} \quad (5.56)$$

Ici contrairement au cas précédent $B_0 \neq 0$. Les conditions aux limites suivantes permettent de déterminer A_0 , B_0 , A_1 et B_1 :

– En $z = 0$, égalité des flux :

$$Q = k_1 \sigma_1 A_1 - k_1 \sigma_1 B_1 \quad (5.57)$$

– En $z = t_1$, égalité des flux et des températures :

$$A_1 e^{-\sigma_1 t_1} + B_1 e^{\sigma_1 t_1} = A_0 + B_0 \quad (5.58)$$

$$k_1 \sigma_1 A_1 e^{-\sigma_1 t_1} - k_1 \sigma_1 B_1 e^{\sigma_1 t_1} = k_0 \sigma_0 A_0 - k_0 \sigma_0 B_0 \quad (5.59)$$

– En $z = t_0 + t_1$ le flux est nul :

$$k_0 \sigma_0 A_0 e^{-\sigma_0 t_0} - k_0 \sigma_0 B_0 e^{\sigma_0 t_0} = 0 \quad (5.60)$$

Sous forme matricielle on a :

$$\begin{pmatrix} Q \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_1 \sigma_1 & -k_1 \sigma_1 & 0 & 0 \\ e^{-\sigma_1 t_1} & e^{\sigma_1 t_1} & -1 & -1 \\ k_1 \sigma_1 e^{-\sigma_1 t_1} & -k_1 \sigma_1 e^{\sigma_1 t_1} & -k_0 \sigma_0 & +k_0 \sigma_0 \\ 0 & 0 & k_0 \sigma_0 e^{-\sigma_0 t_0} & -k_0 \sigma_0 e^{\sigma_0 t_0} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \\ A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} \quad (5.61)$$

Dans ce cas nous arrivons à un système de 4 équations à 4 inconnues. On en déduit :

$$A_1 = \frac{Q k_0 \sigma_0 e^{\sigma_1 t_1} [k_1 \sigma_1 \cosh(\sigma_0 t_0) + k_0 \sigma_0 \sinh(\sigma_0 t_0)]}{2k_1 \sigma_1 k_0 \sigma_0 [k_1 \sigma_1 \cosh(\sigma_0 t_0) \sinh(k_1 \sigma_1) + k_0 \sigma_0 \cosh(\sigma_1 t_1) \sinh(\sigma_0 t_0)]} \quad (5.62)$$

$$B_1 = \frac{Q k_0 \sigma_0 e^{-\sigma_1 t_1} [k_1 \sigma_1 \cosh(\sigma_0 t_0) - k_0 \sigma_0 \sinh(\sigma_0 t_0)]}{2k_1 \sigma_1 k_0 \sigma_0 [k_1 \sigma_1 \cosh(\sigma_0 t_0) \sinh(k_1 \sigma_1) + k_0 \sigma_0 \cosh(\sigma_1 t_1) \sinh(\sigma_0 t_0)]} \quad (5.63)$$

En $z = 0$ la température vaut :

$$\theta_1(0, \omega) = A_1 + B_1$$

Et la température moyenne de la piste est [39] :

$$\langle \theta(0, \omega) \rangle = \frac{P}{\pi b^2 \cdot k_1} \int_0^{+\infty} \frac{1}{\sigma_1} \frac{k_1 \sigma_1 + k_0 \sigma_0 \tanh(\sigma_1 t_1) \tanh(\sigma_0 t_0)}{k_1 \sigma_1 \tanh(\sigma_1 t_1) + k_0 \sigma_0 \tanh(\sigma_0 t_0)} \frac{\sin^2(b\lambda)}{\lambda^2} d\lambda \quad (5.64)$$

L'équation 5.64 montre que la contribution de la face arrière dans ce cas là, revient à remplacer $k_0 \sigma_0$ par $k_0 \sigma_0 \tanh(\sigma_0 t_0)$.

5.2.2.2.2 Face arrière thermalisée

Supposons maintenant que l'échantillon soit en contact thermique avec un thermostat, la face arrière du substrat de *GaAs* se trouve à une température fixe. Dans ce cas l'amplitude des variations de température à ω est nulle. Une telle condition est difficile à réaliser expérimentalement. On peut s'en approcher en mettant l'échantillon en contact avec un milieu extrêmement conducteur (cuivre par exemple).

Nous pouvons écrire la température dans chaque milieu (fig.5.14) :

$$\text{Couche (1)} : \theta_1(z, \omega) = A_1 e^{-\sigma_1 \cdot z} + B_1 e^{\sigma_1 \cdot z} \quad (5.65)$$

$$\text{Substrat (0)} : \theta_0(z, \omega) = A_0 e^{-\sigma_0(z-t_1)} + B_0 e^{\sigma_0(z-t_1)} \quad (5.66)$$

Avec les conditions aux limites suivantes :

– En $z = 0$, égalité des flux :

$$Q = k_1 \sigma_1 A_1 - k_1 \sigma_1 B_1 \quad (5.67)$$

– En $z = t_1$, égalité des flux et des températures :

$$A_1 e^{-\sigma_1 t_1} + B_1 e^{\sigma_1 t_1} = A_0 + B_0 \quad (5.68)$$

$$k_1 \sigma_1 A_1 e^{-\sigma_1 t_1} - k_1 \sigma_1 B_1 e^{\sigma_1 t_1} = k_0 \sigma_0 A_0 - k_0 \sigma_0 B_0 \quad (5.69)$$

– En $z = t_0 + t_1$ la température de la face arrière étant constante, les variations de température sont nulles :

$$A_0 e^{-\sigma_0 t_0} + B_0 e^{\sigma_0 t_0} = 0 \quad (5.70)$$

Sous forme matricielle on a :

$$\begin{pmatrix} Q \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_1 \sigma_1 & -k_1 \sigma_1 & 0 & 0 \\ e^{-\sigma_1 t_1} & e^{\sigma_1 t_1} & -1 & -1 \\ k_1 \sigma_1 e^{-\sigma_1 t_1} & -k_1 \sigma_1 e^{\sigma_1 t_1} & -k_0 \sigma_0 & +k_0 \sigma_0 \\ 0 & 0 & e^{-\sigma_0 t_0} & e^{\sigma_0 t_0} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \\ A_0 \\ B_0 \end{pmatrix} \quad (5.71)$$

Dans ce cas nous arrivons à un système de 4 équations à 4 inconnues. On en déduit :

$$A_1 = \frac{Q e^{\sigma_1 t_1} [-k_1 \sigma_1 \sinh(\sigma_0 t_0) - k_0 \sigma_0 \cosh(\sigma_0 t_0)]}{2k_1 \sigma_1 [k_1 \sigma_1 \sinh(\sigma_0 t_0) \sinh(\sigma_1 t_1) + k_0 \sigma_0 \cosh(\sigma_0 t_0) \cosh(\sigma_1 t_1)]} \quad (5.72)$$

$$B_1 = \frac{Q e^{-\sigma_1 t_1} [-k_1 \sigma_1 \sinh(\sigma_0 t_0) + k_0 \sigma_0 \cosh(\sigma_0 t_0)]}{2k_1 \sigma_1 [k_1 \sigma_1 \sinh(\sigma_0 t_0) \sinh(\sigma_1 t_1) + k_0 \sigma_0 \cosh(\sigma_0 t_0) \cosh(\sigma_1 t_1)]} \quad (5.73)$$

En $z = 0$ la température vaut :

$$\theta_1(0, \omega) = A_1 + B_1$$

La température moyenne de la piste est [39] :

$$\langle \theta(0, \omega) \rangle = \frac{P}{\pi b^2 \cdot k_1} \int_0^{+\infty} \frac{1}{\sigma_1} \frac{k_1 \sigma_1 \tanh(\sigma_0 t_0) + k_0 \sigma_0 \tanh(\sigma_1 t_1)}{k_1 \sigma_1 \tanh(\sigma_0 t_0) \tanh(\sigma_1 t_1) + k_0 \sigma_0} \frac{\sin^2(b\lambda)}{\lambda^2} d\lambda \quad (5.74)$$

L'équation 5.74 montre que la contribution de la face arrière dans ce cas là, revient à remplacer $k_0 \sigma_0$ par $k_0 \sigma_0 / \tanh(\sigma_0 t_0)$.

5.2.2.2.3 Simulation numérique

Pour illustrer les effets d'épaisseur finie du substrat, nous allons calculer numériquement à l'aide des les formules 5.48, 5.64 et 5.74 la température de la piste en l'absence de couche. La figure 5.16 représente les parties réelles et imaginaire d'une piste de $10 \mu m$: noir : le substrat infini, vert : la condition adiabatique, rouge : la condition isotherme. Sont également tracées la longueur de diffusion thermique μ en fonction de la fréquence et une épaisseur d'échantillon de $500 \mu m$.

On constate l'influence du contact sur la face arrière lorsque la longueur de diffusion thermique μ est du même ordre de grandeur que l'épaisseur de l'échantillon (soit 15 Hz dans le cas présent). Lorsque l'échantillon est isolé la température de la surface est plus élevée alors qu'elle diminue lorsque l'échantillon est en bon contact thermique avec son support. Pour conclure lorsque l'épaisseur de l'échantillon est de l'ordre de grandeur de la pénétration thermique, il faudra être vigilant sur les conditions aux limites.

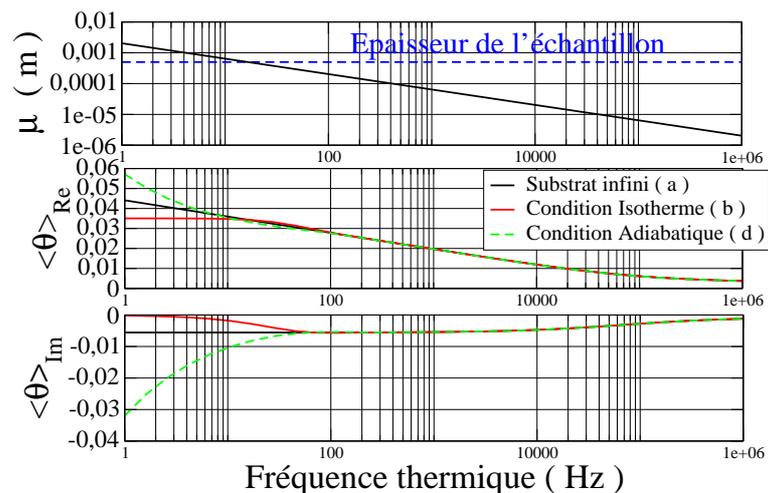


FIGURE 5.16: Figure du haut : profondeur de pénétration thermique. Figure du bas : Température moyenne d'une piste de $10 \mu m$. (a) substrat de GaAs infini. (b) substrat de GaAs de $500 \mu m$, face arrière thermalisée. (d) substrat de GaAs face arrière isolée (condition adiabatique). Diffusivité et conductivité thermique $D_0 = 2.5 \cdot 10^{-5} m/s$, $k = 45.71 w m^{-1} K^{-1}$.

5.2.3 Bicouche sur substrat semi-infini ou fini

Lorsqu'on étudie des semi-conducteurs on ne peut pas déposer directement des pistes métalliques. Car les contacts métal semi-conducteur entraînent des signaux parasites à la pulsation $3\omega_e$ trop grands. C'est pourquoi il est fort utile de d'intercaler une couche isolante entre la piste et l'échantillon. C'est pourquoi nous allons étudier le cas de deux couches déposées sur un substrat. Nous allons calculer dans ce paragraphe la température moyenne du transducteur déposé sur un bicouche.

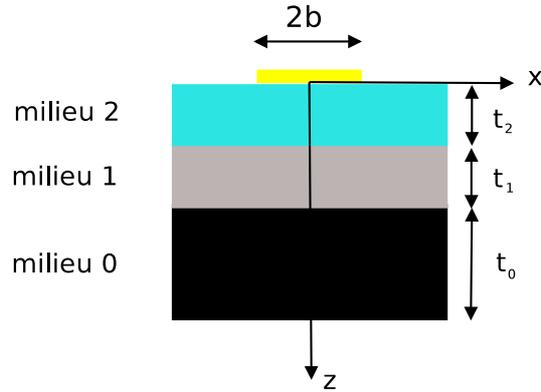


FIGURE 5.17: Deux couches sur substrat

avec :

- t_0 : épaisseur du substrat, éventuellement infini
- t_1 : épaisseur de la couche 1
- t_2 : épaisseur de la couche 2
- D_0, k_0 : diffusivité et conductivité du substrat
- D_1, k_1 : diffusivité et conductivité de la couche 1
- D_2, k_2 : diffusivité et conductivité de la couche 2
- $\omega = 2\pi f$: f est la fréquence thermique

et

$$\sigma_j = \sqrt{\lambda^2 + i\frac{\omega}{D_j}} \text{ où } j = 0, 1, 2 \text{ Considérons d'abord un substrat semi-infini.}$$

Dans les conditions de la figure 5.17, nous pouvons résoudre les équations de diffusion dans chaque milieu et écrire :

$$\text{Couche (2) : } \theta_2(z, \omega) = A_2 e^{-\sigma_1 \cdot z} + B_2 e^{\sigma_1 \cdot z} \quad (5.75)$$

$$\text{Couche (1) : } \theta_1(z, \omega) = A_1 e^{-\sigma_0(z-t_2)} + B_1 e^{\sigma_0(z-t_2)} \quad (5.76)$$

$$\text{Substrat (0) : } \theta_0(z, \omega) = A_0 e^{-\sigma_0(z-t_2-t_1)} + B_0 e^{\sigma_0(z-t_2-t_1)} \quad (5.77)$$

Les conditions aux limites sont :

- En $z = 0$, égalité des flux :

$$Q = k_2 \sigma_2 A_2 - k_2 \sigma_2 B_2 \quad (5.78)$$

- En $z = t_2$, égalité des flux et des températures :

$$A_2 e^{-\sigma_2 t_2} + B_2 e^{\sigma_2 t_2} = A_1 + B_1 \quad (5.79)$$

$$k_2 \sigma_2 A_2 e^{-\sigma_2 t_2} - k_2 \sigma_2 B_2 e^{\sigma_2 t_2} = k_1 \sigma_1 A_1 - k_1 \sigma_1 B_1 \quad (5.80)$$

- En $z = t_2 + t_1$, égalité des flux et des températures :

$$A_1 e^{-\sigma_1 t_1} + B_{12} e^{\sigma_1 t_1} = A_0 \quad (5.81)$$

$$k_1 \sigma_1 A_1 e^{-\sigma_1 t_1} - k_1 \sigma_1 B_{12} e^{\sigma_1 t_1} = k_0 \sigma_0 A_0 \quad (5.82)$$

Sous forme matricielle on a :

$$\begin{pmatrix} Q \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_2 \sigma_2 & -k_2 \sigma_2 & 0 & 0 & 0 \\ e^{-\sigma_2 t_2} & e^{\sigma_2 t_2} & -1 & -1 & 0 \\ k_2 \sigma_2 e^{-\sigma_2 t_2} & -k_2 \sigma_2 e^{\sigma_2 t_2} & -k_1 \sigma_1 & +k_1 \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-\sigma_1 t_1} & e^{\sigma_1 t_1} & -1 \\ 0 & 0 & k_1 \sigma_1 e^{-\sigma_1 t_1} & -k_1 \sigma_1 e^{-\sigma_1 t_1} & k_0 \sigma_0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \\ A_1 \\ B_1 \\ A_0 \end{pmatrix} \quad (5.83)$$

Dans ce cas nous arrivons à un systèmes de 5 équations à 5 inconnues on en déduit :

$$A_2 = \frac{Q e^{\sigma_2 t_2} (k_2 \sigma_2 k_1 \sigma_1 \cosh(\sigma_1 t_1) + k_2 \sigma_2 k_0 \sigma_0 \sinh(\sigma_1 t_1) + k_2 \sigma_2 ((k_2 \sigma_2 k_1 + (k_0 \sigma_0)^2) \sinh(\sigma_2 t_2 + \sigma_1 t_1) + (k_2 \sigma_2 k_1 - (k_0 \sigma_0)^2) \sinh(\sigma_2 t_2 - \sigma_1 t_1) + (k_0 \sigma_0)^2 \sinh(\sigma_1 t_1) + k_1 \sigma_1 k_0 \sigma_0 \cosh(\sigma_1 t_1))}{(k_1 \sigma_1 k_0 \sigma_0 - k_2 \sigma_2 k_0 \sigma_0) \cosh(\sigma_2 t_2 - \sigma_1 t_1) + (k_1 \sigma_1 k_0 \sigma_0 + k_2 \sigma_2 k_0 \sigma_0) \cosh(\sigma_2 t_2 - \sigma_1 t_1)} \quad (5.84)$$

$$B_2 = \frac{Q e^{-\sigma_2 t_2} (k_2 \sigma_2 k_1 \sigma_1 \cosh(\sigma_1 t_1) + k_2 \sigma_2 k_0 \sigma_0 \sinh(\sigma_1 t_1) - k_2 \sigma_2 ((k_2 \sigma_2 k_1 + (k_0 \sigma_0)^2) \sinh(\sigma_2 t_2 + \sigma_1 t_1) + (k_2 \sigma_2 k_1 - (k_0 \sigma_0)^2) \sinh(\sigma_2 t_2 - \sigma_1 t_1) + (k_0 \sigma_0)^2 \sinh(\sigma_1 t_1) - k_1 \sigma_1 k_0 \sigma_0 \cosh(\sigma_1 t_1))}{(k_1 \sigma_1 k_0 \sigma_0 - k_2 \sigma_2 k_0 \sigma_0) \cosh(\sigma_2 t_2 - \sigma_1 t_1) + (k_1 \sigma_1 k_0 \sigma_0 + k_2 \sigma_2 k_0 \sigma_0) \cosh(\sigma_2 t_2 - \sigma_1 t_1)} \quad (5.85)$$

En $z = 0$ la température vaut :

$$\theta_2(0, \omega) = A_2 + B_2$$

Le cas d'un substrat d'épaisseur fini s'étudie de la même manière. On montre alors que l'expression générale de la température moyenne de la piste est :

$$\langle \theta(0, \omega) \rangle_x = \frac{P}{\pi b^2} \int_0^{+\infty} \frac{k_2 \sigma_2 k_1 \sigma_1 + k_2 \sigma_2 k_0 \sigma_0 \tanh(\sigma_1 t_1) \tanh^m(\sigma_0 t_0)}{(k_2 \sigma_2)^2 k_1 \sigma_1 + (k_2 \sigma_2)^2 k_0 \sigma_0 + (k_1 \sigma_1)^2 \tanh(\sigma_1 t_1) \tanh(\sigma_2 t_2) \tanh(\sigma_2 t_2) \tanh(\sigma_1 t_1) \tanh^m(\sigma_0 t_0) + k_1 \sigma_1 k_0 \sigma_0 \tanh(\sigma_2 t_2) \tanh^m(\sigma_0 t_0)} \frac{\sin^2(b\lambda)}{\lambda^2} d\lambda \quad (5.86)$$

où le paramètre m dépend des conditions aux limites sur la surface arrière du substrat. Dans notre cas les valeurs possibles du paramètre m sont $m = -1, 0, 1$, avec -1 correspondant à une

condition isotherme, 1 à une condition adiabatique et 0 correspond à un substrat semi-infini. En s'inspirant de la formule 5.54, nous suggérons d'écrire 5.86 sous la forme :

$$\langle \theta \rangle = \underbrace{\frac{P}{\pi k} \left[-\frac{1}{2} \ln \frac{\omega}{\Omega} + \eta - i \frac{\pi}{4} \right]}_{\text{Substrat GaAs}} + \underbrace{\frac{t_1 P}{k_1 2b}}_{\text{Couche 1}} + \underbrace{\frac{t_2 P}{k_2 2b}}_{\text{Couche 2}} \quad (5.87)$$

$\Delta T_{\text{totale}} = \Delta T_1 + \Delta T_2$

Ceci revient à considérer que les deux couches se comportent comme des barrières thermiques de résistance t_1/k_1 et t_2/k_2 . Le paragraphe suivant étudie la validité de cette formule.

5.2.4 Validation numérique de l'additivité des résistances dans le cas d'un bicouche isolant sur substrat de *GaAs*

Nous allons étudier numériquement le cas d'une couche de *SiO₂* (100 nm) et d'une bicouche de *SiO₂* (100 nm)+ Super-réseau (450 nm) déposées sur un substrat de *GaAs* pour différentes conditions aux limites sur la surface arrière du substrat et pour différentes largeurs de piste. Le but de ces simulations est de vérifier la validité de l'équation 5.87 qui considère que chaque couche se comporte comme une barrière thermique t_i/k_i [35]. Cette équation n'est a priori valable que lorsque le contraste thermique entre le substrat et la couche déposée est élevé, c'est-à-dire lorsque les conditions $k_0 \gg k_1$, $k_0 \gg k_2$ et $D_0 \gg D_1$, $D_0 \gg D_2$ sont réalisées. Cherchons à établir le domaine de validité de cette formule.

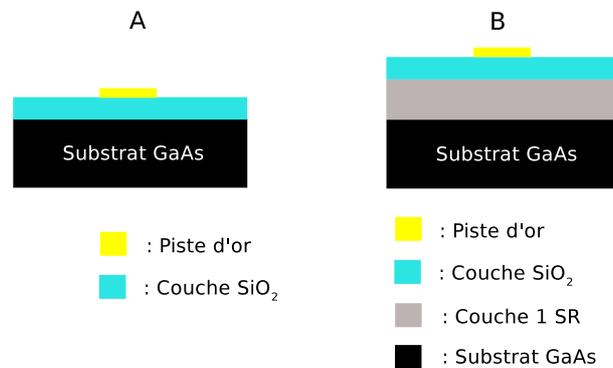


FIGURE 5.18: Configuration étudiée numériquement

Pour calculer la température moyenne de la piste, pour les deux échantillons, nous allons utiliser les équations intégrales 5.48, 5.64, 5.74 et 5.86. La conductivité k_1 du super-réseau s'obtient à l'aide d'une méthode différentielle. D'après 5.87, la différence de température des deux échantillons dépend uniquement de la présence de la couche 1. Nous pouvons donc en déduire la conductivité k_1 par différence entre la température de l'échantillon A et de l'échantillon B.

Le tableau 5.2, rassemble les paramètres utilisés.

PARAMÈTRES DE CALCUL		
Couche 2 : SiO_2	k_2 Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	1.15
	Chaleur spécifique ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	848
	Masse volumique ($kg.m^{-3}$)	2200
	t_2 Épaisseur μm	0.100
Couche 1 :	k_1 Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	5
	Chaleur spécifique ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	326
	Masse volumique ($kg.m^{-3}$)	5317
	t_1 Épaisseur μm	0.450
Substrat : $GaAs$	k Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	45
	Chaleur spécifique ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	326
	Masse volumique ($kg.m^{-3}$)	5317
	Épaisseur μm	500
Transducteur	2b Largeur du transducteur μm	2,10,30
Puissance	Puissance linéique $W m^{-1}$	1

TABLE 5.2: Paramètres de calcul pour la simulation de 2 couches minces sur un substrat de $GaAs$

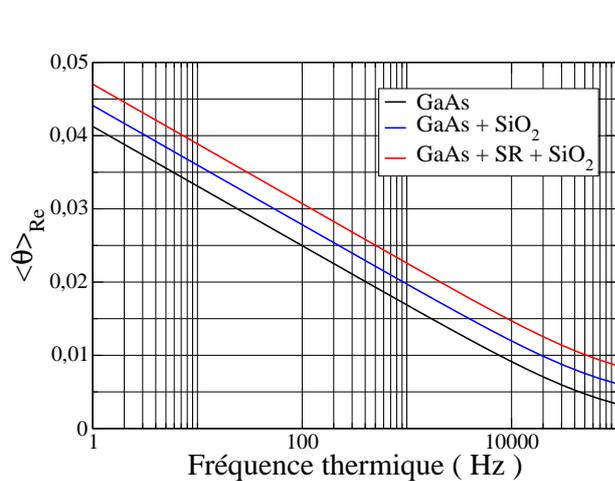


FIGURE 5.19: Température moyenne de la piste avec un substrat semi-infini $2b = 30 \mu m$

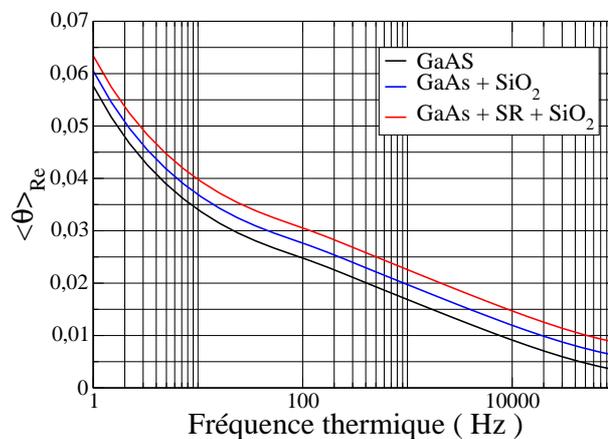


FIGURE 5.20: Température moyenne de la piste avec condition adiabatique sur la face arrière du substrat $2b = 30 \mu m$

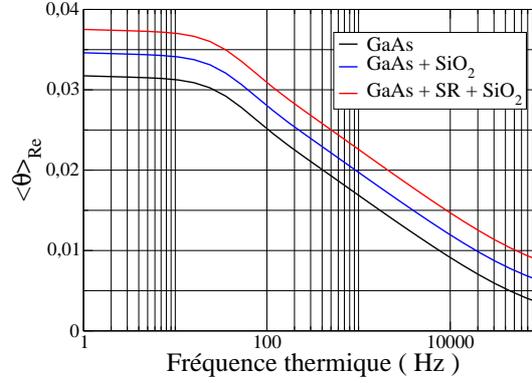


FIGURE 5.21: Température moyenne de la piste avec condition isotherme sur la face arrière $2b = 30 \mu m$

Les courbes bleues des figures 5.19, 5.20 et 5.21 représentent la partie réelle de la température moyenne de la piste de l'échantillon A pour différentes conditions de contact. Cette température s'obtient par une simple translation de celle du substrat, quel que soient les conditions de contact. Les courbes rouges correspondent à la température réelle de la piste de l'échantillon B. Cette température s'obtient de la même manière que celle de l'échantillon A par une simple translation. Nous écrivons donc de façon phénoménologique :

$$\langle \theta \rangle = \underbrace{\frac{P}{\pi k} \left[-\frac{1}{2} \ln \frac{\omega}{\Omega} + \eta - i \frac{\pi}{4} \right]}_{\text{Substrat GaAs}} + \underbrace{\frac{t_1 P}{k_1^* 2b}}_{\text{Couche 1}} + \underbrace{\frac{t_2 P}{k_2^* 2b}}_{\text{Couche 2}}$$

$\Delta T_{\text{Totale}} = \Delta T_1 + \Delta T_{\text{SiO}_2}$

où k_1^* et k_2^* sont des conductivités apparentes. Toutefois, il faut vérifier que ces conductivités apparentes sont très voisines des valeurs réelles utilisées pour la simulation.

Les conductivités thermiques apparentes de la couche 1 et de la couche 2 sont extraites des translations ΔT_{SiO_2} et de ΔT_{Totale} . Pour la couche 2 (SiO_2), la conductivité k_2^* est extraite par la formule :

$$k_2^* = \frac{t_2 \cdot P}{\Delta T_{\text{SiO}_2} \cdot 2b} \quad (5.88)$$

De même pour la couche 1, la conductivité k_1^* s'écrit :

$$k_1^* = \frac{t_1 \cdot P}{(\Delta T_{\text{Total}} - \Delta T_{\text{SiO}_2}) \cdot 2b} \quad (5.89)$$

On trouve $k_2^* = 1.163 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ et $k_1^* = 5.14 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Ces valeurs sont égales à 1% près aux valeurs k_1 et k_2 utilisées dans la simulation.

Nous allons maintenant étudier l'influence de la largeur de la piste sur la précision des résultats. Les figures 5.22 et 5.23 représentent la température moyenne avec des pistes de 10 et 2 μm . Nous avons procédé à la même analyse que ci-dessus. Nos résultats sont donnés dans le tableau 5.3. Le tableau donne aussi des résultats obtenus pour une conductivité k_1 de $10 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Il est clair que les valeurs mesurées de k_1 et k_2 sont entachées d'autant plus d'erreur que la piste est moins large et que la conductivité de la couche est plus importante.

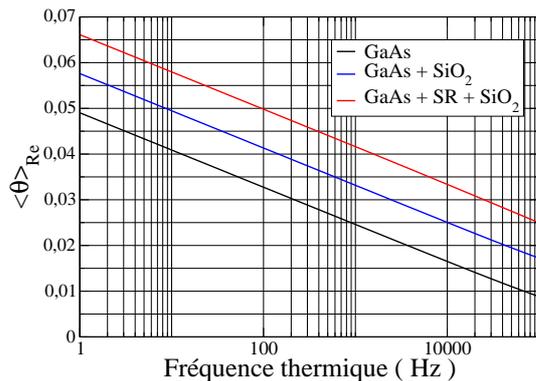


FIGURE 5.22: Température de surface avec un substrat semi-infini $2b = 10 \mu\text{m}$

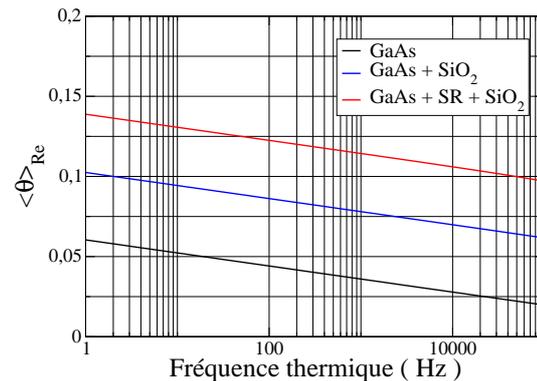


FIGURE 5.23: Température de surface avec un substrat semi-infini $2b = 2 \mu\text{m}$

conductivité $k_1 = 5 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$							
$2b (\mu\text{m})$	$\Delta T_{SiO_2} (K)$	$\Delta T_{Total} (K)$	$\Delta T_{couche1} (K)$	$k_1^* (\text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1})$	$k_2^* (\text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1})$	$\varepsilon_1 \%$	$\varepsilon_2 \%$
2	0.04207	0.07842	0.03635	6.18	1.1800	23.6	2.6
10	0.00858	0.01710	0.00851	5.28	1.1644	5.6	1.25
30	0.00286	0.00578	0.00291	5.14	1.1626	2.8	1.09
conductivité $k_1 = 10 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$							
2	0.04207	0.05907	0.01700	13.23	1.1800	32	2.6
10	0.00858	0.01264	0.00406	11.08	1.1644	10.8	1.25
30	0.00286	0.00426	0.00139	10.72	1.1626	7.2	1.09

TABLE 5.3: Validité de la formule 5.87, selon la largeur des pistes et la conductivité des couches. ε_1 et ε_2 sont les erreurs relatives sur les conductivités k_1 et k_2 .

Analysons plus finement, l'influence du contraste thermique et de la largeur des pistes.

– **Influence de $\frac{k_1}{k_0}$** :

D'après la référence [35] la validité de la formule 5.54 est liée au contraste thermique entre la couche et le substrat. Ce contraste vaut 0.02 pour le couple $SiO_2/GaAs$, 0.1 pour le couple $SR(5)/GaAs$ et 0.2 pour $SR(10)/GaAs$. L'équation 5.54 n'est donc valable que pour des contrastes inférieurs à 0.1 et pour une piste de 30 μm .

– Influence de la largeur de la piste :

Dans le paragraphe précédent l'équation 5.53 suppose que le flux de chaleur est conservé à travers du film. La figure 5.24 montre l'étalement de la chaleur pour une largeur de piste de $2\ \mu\text{m}$ pour une couche de SiO_2 et un empilement SiO_2/SR . Dans ce cas la chaleur s'étale sur $1\ \mu\text{m}$ de chaque côté de la piste et la forme de la température qui correspond à la largeur de la piste est très différente de celle du substrat, ce qui invalide l'équation 5.87. Pour une piste de $30\ \mu\text{m}$, on a le même étalement latéral qui est lié uniquement à la fréquence de travail mais la largeur de la piste est beaucoup plus grande, ce qui donne une erreur plus petite. Si on utilise des pistes plus étroites la validité de la formule ne sera bonne que pour des contrastes inférieurs à 0.02.

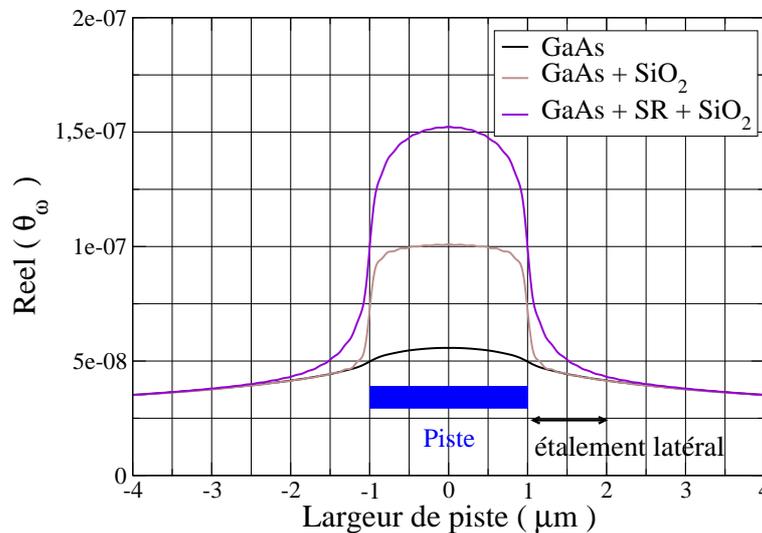


FIGURE 5.24: Température de surface en fonction de x pour une largeur de $2\ \mu\text{m}$ et $\text{GaAs}, \text{SiO}_2/\text{GaAs}$ et $\text{SiO}_2/\text{SR}/\text{GaAs}$. Fréquence : $1000\ \text{Hz}$

En conclusion la formule 5.54 n'est utilisable que si l'étalement latéral de la chaleur en dehors de la piste reste petit par rapport à la largeur de celle-ci. Il faut donc avoir un contraste thermique inférieur à 0.1 et un étalement de la chaleur sur une distance inférieure à $1/10$ de la largeur de la piste. Dans la suite du travail, nous avons privilégié des pistes de largeur $30\ \mu\text{m}$ pour respecter ces critères.

5.3 Utilisation de deux transducteurs de largeurs différentes

5.3.1 Mesure de la conductivité thermique d'une couche déposée

La méthode 3ω a été largement utilisée pour mesurer la conductivité thermique des matériaux massifs, mais aussi des systèmes en couches minces [42] [35] [43] [44] [40] [45]. En

pratique, il s'agit essentiellement d'une technique de comparaison, ce qui nécessite l'étude de deux échantillons. Un échantillon composé d'un substrat nu et un autre échantillon sur lequel est déposée la couche à caractériser. Dans cette partie, nous montrons qu'il est possible de mesurer simultanément la conductivité thermique du substrat et la résistance de la couche mince sur un seul échantillon, sans la nécessité d'un échantillon témoin. Pour cela nous déposons sur l'échantillon deux transducteurs de largeurs différentes. Pour illustrer cette méthode nous l'appliquons à un système du type $GaAs/SiO_2$. En comparant les résultats obtenus avec deux largeurs de piste différentes [46], on peut en principe accéder à la résistance thermique de la couche.

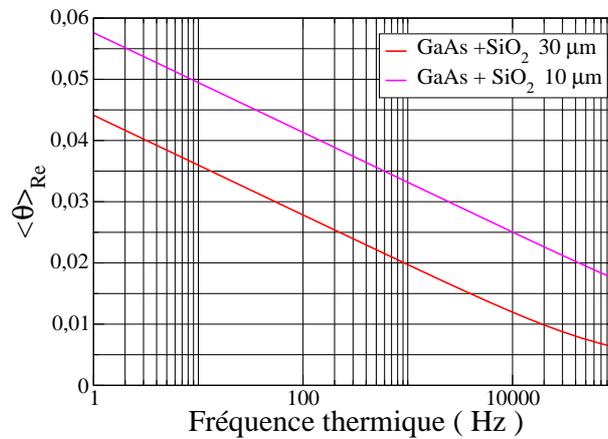


FIGURE 5.25: Température de surface pour deux largeurs de piste pour $SiO_2/GaAs$

La figure 5.25 nous donne la variation en fréquence de la température pour deux pistes de largeurs 10 et 30 μm pour la même puissance linéaire. Nous allons donner un protocole pour extraire la conductivité de la couche. A basses fréquences, on a pour la partie réelle de la formule 5.54 :

$$\langle \theta \rangle_{Re} = \frac{P}{\pi k_0} \left[-\frac{1}{2} \ln \frac{\omega}{\Omega_0} + \eta \right] + \frac{Pt_1}{2bk_1} \quad (5.90)$$

Donc :

$$\langle \theta \rangle_{Re} = \alpha \ln(\omega) + \beta \quad (5.91)$$

avec :

$$\alpha = -\frac{P}{2\pi k_0} \quad (5.92)$$

$$\beta = P \left(-\frac{1}{\pi k_0} \ln(2b) + \frac{R_1}{2b} + Z \right) \quad (5.93)$$

- $R_1 = \frac{t_1}{k_1}$: résistance de la couche 1

- $Z = \frac{1}{2\pi k_0} \ln \left(\frac{k_0}{\pi \rho C_0} \right) + \frac{\eta}{\pi k_0}$

où Z est une constante dépendant des propriétés du substrat et indépendante de la géométrie du transducteur. α ne dépend que de la conductivité du substrat et est indépendant de la largeur de la piste. β dépend de la conductivité du substrat, de la conductivité de la couche et de la largeur de la piste. Les deux courbes obtenues pour 2 largeurs de piste différentes sont donc parallèles et on peut déduire la conductivité de leur pente. La différence des deux courbes correspond donc à la différence des β .

Par différence :

$$\left(\frac{\beta}{P}\right)_2 - \left(\frac{\beta}{P}\right)_1 = \frac{1}{\pi k_0} \text{Ln}\left(\frac{b_1}{b_2}\right) + \frac{t_1}{k_1} \left(\frac{1}{2b_2} - \frac{1}{2b_1}\right) \quad (5.94)$$

D'où :

$$\boxed{\frac{t_1}{k_1} = \left(\frac{2b_2b_1}{b_1 - b_2}\right) \left[\left(\frac{\beta}{P}\right)_2 - \left(\frac{\beta}{P}\right)_1 - \frac{1}{\pi k_0} \text{Ln}\left(\frac{b_1}{b_2}\right) \right]} \quad (5.95)$$

5.3.2 Mesure de la chaleur spécifique du substrat

Remarquons que le terme constant Z de l'équation 5.93 contient la chaleur spécifique C_0 du substrat. En partant des équations :

$$\left(\frac{\beta}{P}\right)_1 = \left[-\frac{1}{\pi k_0} \text{Ln}(2b_1) + R_1 \frac{1}{2b_1} + \frac{1}{2\pi k_0} \text{Ln}\left(\frac{k_0}{\pi \rho_0 C_0}\right) + K \frac{1}{\pi k_0} \right] \cdot 2b_1 \quad (5.96)$$

$$\left(\frac{\beta}{P}\right)_2 = \left[-\frac{1}{\pi k_0} \text{Ln}(2b_2) + R_1 \frac{1}{2b_2} + \frac{1}{2\pi k_0} \text{Ln}\left(\frac{k_0}{\pi \rho_0 C_0}\right) + K \frac{1}{\pi k_0} \right] \cdot 2b_2 \quad (5.97)$$

Et en faisant la différence on obtient :

$$\boxed{C = \exp \left[\frac{\pi k_0}{b_2 - b_1} (v - u) + \text{Ln}\left(\frac{k}{\pi \rho}\right) \right]} \quad (5.98)$$

avec :

$$v = \left(\frac{\beta}{P}\right)_1 2b_1 - \left(\frac{\beta}{P}\right)_2 2b_2$$

$$u = \frac{2b_2}{\pi k} \text{Ln}(2b_2) - \frac{2b_1}{\pi k} \text{Ln}(2b_1) + K \frac{2b_1}{\pi k} - K \frac{2b_2}{\pi k}$$

5.4 Protocoles de détermination de la conductivité d'un SR

5.4.1 Méthode de comparaison

Notre échantillon est constitué d'un bicouche $SR + SiO_2$ sur un substrat de GaAs. Nous disposons également d'un témoin constitué d'une couche identique de SiO_2 déposé sur GaAs

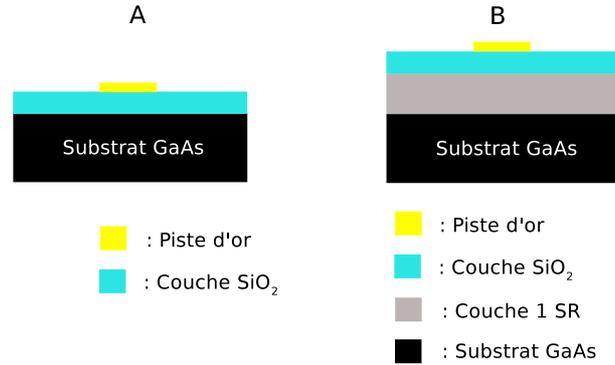


FIGURE 5.26: Comparaison d'un échantillon et de son témoin

(Voir figure 5.26). Nous cherchons à caractériser le SR par comparaison de l'échantillon avec son témoin. D'après les conclusions du paragraphe [5.2.4], on peut dans certaines conditions considérer que les couches de la figure (5.26) peuvent être analysées en terme de barrières thermiques, quelques soient les conditions aux limites sur la face arrière du substrat. Nous nous plaçons dans le cas où les résistances de contact sont négligeables.

$$\langle \theta \rangle_{Temoi n} = \frac{P}{\pi k_0} \left[-\frac{1}{2} \ln \frac{\omega}{\Omega_0} + \eta - i \frac{\pi}{4} \right] + \frac{P}{2b} R_{SiO_2} \quad (5.99)$$

$$\langle \theta \rangle_{Ech} = \frac{P}{\pi k_0} \left[-\frac{1}{2} \ln \frac{\omega}{\Omega_0} + \eta - i \frac{\pi}{4} \right] + \frac{P}{2b'} [R_{SiO_2} + R_{SR}] \quad (5.100)$$

Les résistances thermiques associées aux couches peuvent être mesurées de deux façons différentes. Avec un seul transducteur, la contribution du substrat doit être calculée pour mesurer la translation de température due à la résistance thermique. Avec deux transducteurs de largeurs différentes, on s'affranchit de la connaissance des propriétés du substrat. La valeur de la résistance thermique R_{SR} s'obtient par différence des résistances thermiques obtenues par les équations 5.100 et 5.99.

5.4.2 Mesure en fonction de l'épaisseur

Une autre approche de la mesure de la conductivité thermique des super-réseaux consiste à étudier des échantillons de plusieurs épaisseurs. En effet, remarquons que la résistance d'un bicouche est une fonction affine de l'épaisseur de l'une des deux couches. Ainsi :

$$R_{Ech} = R_{SiO_2} + t_{SR}/k_{SR} \quad (5.101)$$

où t_{SR} est l'épaisseur du SR. Cette méthode qui nous permet de nous affranchir de l'utilisation d'un témoin, nécessite un grand nombre d'échantillons.

5.5 Précision des mesures

La méthode 3ω permet de déterminer la conductivité thermique de matériaux massifs ou de couches minces déposées sur un substrat. Nous allons maintenant étudier la précision avec laquelle ces mesures sont effectuées. Pour plus de simplicité nous nous plaçons dans le domaine basse fréquence.

5.5.1 Mesure de la température moyenne de la piste

Nous avons vu que la mesure de l'harmonique 3 de la tension aux bornes de la piste s'écrivait :

$$V_{3\omega} = \frac{1}{2}R_0I_0\alpha_R \langle \theta_{2\omega} \rangle \cos(3\omega t + \phi) \quad (5.102)$$

La température moyenne de la piste est proportionnelle à $V_{3\omega}$. Le facteur de proportionnalité ($2/R_0I_0\alpha_R$) ne contient que des termes d'origine électrique qui peuvent être mesurés avec une très bonne précision, meilleure que 1 %. L'erreur sur $\langle \theta_{2\omega} \rangle$ est du même ordre de grandeur.

5.5.2 Précision sur la conductivité thermique k_0 d'un échantillon massif

La formule 5.31 établie pour une piste parfaite carrée :

$$Re(\langle \theta \rangle) = \frac{P}{\pi k_0} \left[-\frac{1}{2} \ln(\omega) + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{k_0}{\rho C b^2}\right) + \eta \right] \quad (5.103)$$

permet d'obtenir la conductivité thermique k_0 après l'enregistrement de $\langle \theta_{2\omega} \rangle$ en fonction de la fréquence. La pente de $Re(\langle \theta \rangle)$ dans un diagramme semi logarithmique permet d'obtenir k_0 . La puissance linéique est mesurée avec une erreur bien inférieure à 1 %.

Nous avons vu dans le paragraphe 5.2.1.3, que des bords de piste non abrupts pouvaient conduire à une erreur systématique sur la pente. Nous estimons que l'étendue des flancs est inférieure à $0.3 \mu m$, ce qui conduit à une erreur sur la conductivité k_0 inférieure à 1.5 % (Voir tableau 5.1).

5.5.3 Précision sur la résistance thermique d'une couche mince déposée

Nous avons établi que la température moyenne de la piste s'écrivait :

$$Re(\langle \theta \rangle) = \frac{P}{\pi k_0} \left[-\frac{1}{2} \ln(\omega) + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{k_0}{\rho C b^2}\right) + \eta \right] + \frac{P}{2b} R_1 \quad (5.104)$$

La présence de la couche se traduit par une simple translation de la température moyenne du substrat. La température du substrat doit alors être calculée. Pour ce faire il faut connaître la chaleur spécifique volumique et la largeur de la piste. On peut estimer que les substrats utilisés

sont bien connus. L'incertitude sur la chaleur spécifique volumique est donc négligeable. La largeur des pistes a été mesurée au microscope électronique à balayage, nous estimons que l'erreur est inférieure à $\pm 0.2 \mu m$. Remarquons que l'erreur sur b intervient dans les termes $\ln(\frac{k_0}{\rho C b^2})$ et $\frac{P}{2b} R_1$. On peut montrer que l'erreur sur le terme logarithmique est négligeable devant l'erreur sur le deuxième terme. D'où :

$$\frac{\Delta R_1}{R_1} \simeq \frac{\Delta b}{b} \quad (5.105)$$

$\Delta R_1/R_1$ est de l'ordre de 1 % pour une piste de largeur de $30 \mu m$.

5.5.4 Précision sur la conductivité thermique d'une couche

On a $R_1 = t_1/k_1$. Il faut alors introduire la précision sur l'épaisseur de la couche, on a :

$$\frac{\Delta k_1}{k_1} = \frac{\Delta t_1}{t_1} + \frac{\Delta R_1}{R_1} \quad (5.106)$$

La mesure de l'épaisseur des couches s'effectue au profilomètre sur plusieurs échantillons faisant partie du même lot. Ceci nous permet d'apprécier l'homogénéité du dépôt et d'estimer que :

$$\frac{\Delta t_1}{t_1} \simeq 2\% \quad (5.107)$$

Nous avons remarqué qu'une série d'échantillons (8×8) a été entachée d'une erreur plus grande ($\simeq 5\%$). Nous estimons que l'erreur typique sur la valeur de la conductivité thermique d'une couche est d'environ :

$$\frac{\Delta k_1}{k_1} \simeq 3\% \quad (5.108)$$

5.5.5 Précision sur la conductivité thermique d'une couche dans un bicouche

Rappelons que le dépôt préalable d'une couche de silice (1) sur les SRs (2) est nécessaire. Nous disposons donc d'un bicouche. Nous avons établi que la température moyenne de la piste pouvait alors s'écrire :

$$\langle \theta \rangle = \frac{P}{\pi k_0} \left[-\frac{1}{2} \ln \frac{\omega}{\Omega_0} + \eta - i \frac{\pi}{4} \right] + \frac{P}{2b} [R_1 + R_2] \quad (5.109)$$

La translation de la courbe associée au substrat permet d'obtenir la résistance globale du bicouche ($R_1 + R_2$), avec la même précision qu'établie ci-dessus. La détermination de R_2 s'effectue par comparaison. Dans ce cas les erreurs absolues s'ajoutent.

5.5.6 Précision dans le cas de l'utilisation de deux pistes

L'utilisation de deux pistes, nous permet de nous affranchir des propriétés du substrat. La valeur de la résistance thermique de la couche est donnée par

$$R_1 = \left(\frac{2b_2b_1}{b_1 - b_2} \right) \left[\left(\frac{\beta}{P} \right)_2 - \left(\frac{\beta}{P} \right)_1 - \frac{1}{\pi k_0} \text{Ln} \left(\frac{b_1}{b_2} \right) \right] \quad (5.110)$$

On effectue une différentielle totale de R pour évaluer les erreurs, qui sont dues principalement à l'incertitude sur la largeur des pistes.

$$dR_1 = \frac{\partial R}{\partial b_1} . db_1 + \frac{\partial R}{\partial b_2} . db_2 \quad (5.111)$$

avec :

$$\frac{\partial R_1}{\partial b_1} = - \left[\frac{2b_2^2}{(b_1 - b_2)^2} \right] \left[\left(\frac{\beta}{P} \right)_2 - \left(\frac{\beta}{P} \right)_1 - \frac{1}{\pi k_0} \text{Ln} \frac{b_1}{b_2} \right] - \frac{1}{\pi k_0} \frac{2b_2}{(b_1 - b_2)} \quad (5.112)$$

$$\frac{\partial R_1}{\partial b_2} = \left[\frac{2b_1^2}{(b_1 - b_2)^2} \right] \left[\left(\frac{\beta}{P} \right)_2 - \left(\frac{\beta}{P} \right)_1 - \frac{1}{\pi k_0} \text{Ln} \frac{b_1}{b_2} \right] + \frac{1}{\pi k_0} \frac{2b_1}{(b_1 - b_2)} \quad (5.113)$$

Application numérique :

- couche de silice de 100 nm déposée sur GaAs
- $2b_1 = 30 \mu m$
- $2b_2 = 10 \mu m$
- $\Delta(2b) = 0.15 \mu m$
- $\Delta R_1 / R_1 = 3\%$

5.5.7 Conclusion

L'étude menée dans ce manuscrit consiste à comparer les propriétés thermiques de super-réseaux présentant des qualités d'interface différentes. Pour que les erreurs systématiques n'entachent pas la comparaison, on utilise (pour un SR de période donnée) des échantillons de même épaisseur et des transducteurs de géométrie aussi voisine que possible. La source essentielle d'erreurs pouvant fausser la comparaison est alors due à l'incertitude sur l'épaisseur de la couche de silice déposée et à l'incertitude sur la largeur du transducteur.

5.6 Fabrication des transducteurs thermiques

5.6.1 Lithographie par laser en salle blanche

Une piste métallique déposée à la surface de l'échantillon sert d'élément chauffant et de thermomètre (voir paragraphe [5.1]). Cette piste est munie de 4 contacts : 2 contacts d'injection de courant et 2 contacts de mesure de tension. Les caractéristiques typiques sont :

- épaisseur : 150 nm
- largeur : 10 à 30 μm
- longueur : 3 mm (entre deux contacts de tension)

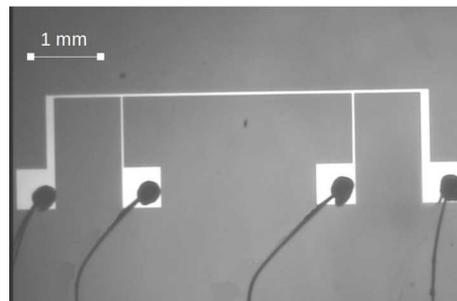


FIGURE 5.27: Exemple de transducteur thermique.

La méthode de lithographie comprend deux étapes de travail dans un milieu propre (salle blanche). Dans la première étape, le procédé de lithographie se déroule de la façon suivante :

- Étalement de la résine (positive ou négative) photosensible par centrifugation (fig 5.28) : l'échantillon est fixé par aspiration sur un support tournant, une quantité de résine est déposée sur le substrat, la force centrifuge permet l'étalement de la résine de façon quasi uniforme en un film mince de quelques microns. L'épaisseur de la résine dépend de sa viscosité, de la vitesse et du temps de rotation.
- Séchage de la résine pour évacuer les solvants.
- Exposition de la résine à un rayonnement laser (le laser est focalisé sur l'échantillon).
- Polymérisation de la résine sur une plaque chauffante pour la rendre plus résistante aux attaques chimiques.
- Développement de la résine : le bain de développement va dissoudre soit la partie de résine insolée dans le cas d'une résine dite positive, soit la résine non insolée dans le cas d'une résine négative

Pour tous nos échantillons nous avons utilisé une résine négative (2035) et réversible. Cette résine a la propriété de changer de polarité à la suite d'une étape de recuit, dite de polarisation ou d'inversion. De plus on utilise une technique dite de LIFT OFF, qui consiste à insolée la résine par un laser focalisé afin d'avoir un profil en queue d'aronde (voir figure 5.29). Ce profil sera avantageux lors du dépôt d'or, pour avoir des flancs bien raides (voir paragraphe [5.2.1.3]).

5.6.2 Métallisation

La deuxième étape est le dépôt d'une couche d'or par évaporation thermique. Cette technique consiste simplement à chauffer par effet Joule un matériau qui vaporisé, va se déposer sur les substrats. Ce matériau est placé dans un creuset en tungstène. Afin d'améliorer l'homogénéité des couches, on place l'échantillon sur un porte. L'échantillon est mis sous vide et

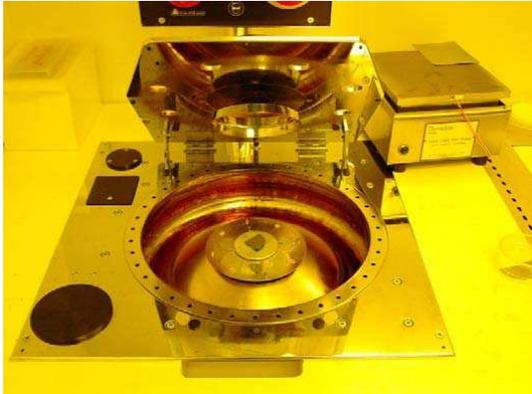


FIGURE 5.28: centrifugeuse d'étalement de la résine photosensible

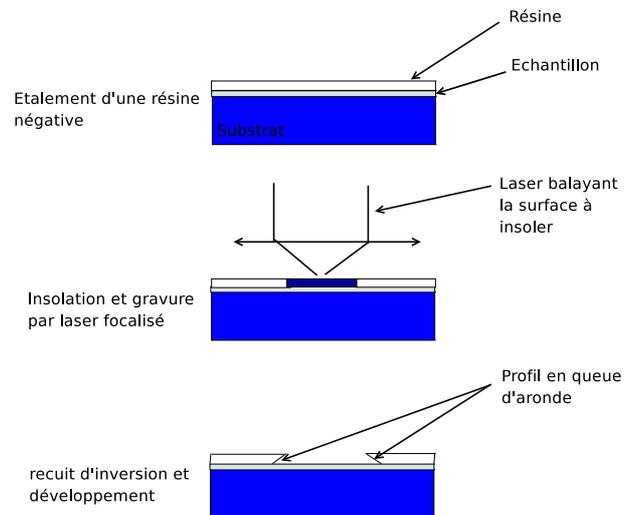


FIGURE 5.29: Principe du lift-off : Réalisation d'un profil en queue d'aronde

l'or est vaporisé. La couche obtenue présente une épaisseur uniforme (150 à 350 nm) sur la surface du solide. Pour contrôler cette épaisseur nous avons recours à une balance à quartz.

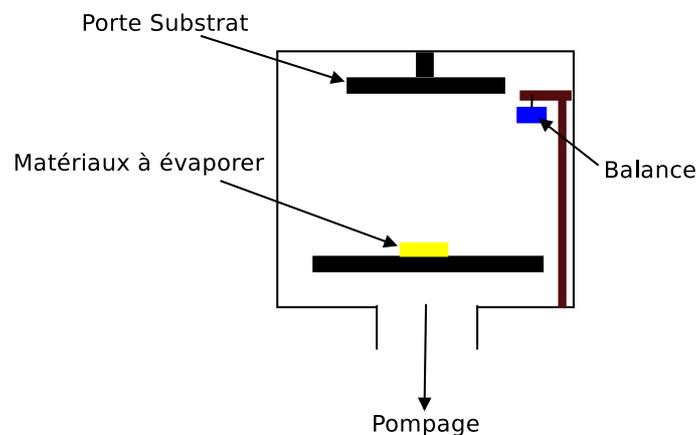


FIGURE 5.30: Schéma du dispositif de métallisation

L'élément sensible de la balance est un disque de quartz monocristallin d'orientation cristallographique bien définie et métallisé sur ses deux faces. Ce disque, inséré dans un support est exposé au flux d'atomes évaporés ou pulvérisés. Le principe de cette mesure consiste à détecter la dérive de la fréquence d'oscillation du quartz par la modification de sa masse lors de la croissance de la couche déposée. C'est donc une mesure électrique qu'il faut bien évidemment étalonner. En mesurant le décalage de fréquence en fonction du temps, on peut déterminer la vitesse de croissance et l'épaisseur des couches déposées.

La méthode 3ω basée sur la variation de la résistance de la piste en fonction de la tempéra-

ture, nécessite donc une connaissance précise de la résistance R_0 et du coefficient thermique α_R . D'après l'équation 5.6 plus la résistance R_0 est grande, plus le signal $V_{3\omega_e}$ est grand et dans ce cas facile à extraire. Or l'épaisseur de la piste est directement lié à la valeur de la résistance. D'où l'intérêt de contrôler l'épaisseur d'or déposé ; dans notre étude les résistances de piste varie de 10 à 30 Ω . ($l = 3 \text{ mm}$, épaisseur $e = 150 \text{ nm}$, $2b = 10 \text{ }\mu\text{m}$).

Il faut avoir une idée de la quantité d'or nécessaire pour un dépôt. Cette masse dépend de la valeur de la résistance désirée et de la distance au creuset. Dans notre cas on peut approximer la masse à introduire dans l'évaporateur par la relation [47] :

$$e = \frac{m}{2\pi\rho r^2 (1 - \cos(\alpha/2))} \quad (5.114)$$

Cependant dans le cas d'une piste métallique on peut écrire la résistivité de cette piste en fonction de l'épaisseur e :

$$\mu = \frac{e2bR}{L} \quad (5.115)$$

De ces deux équations on peut en déduire :

$$m = \frac{\mu \rho L \pi r^2 (1 - \cos(\alpha/2))}{Rb} \quad (5.116)$$

avec :

e : épaisseur (m)	Paramètres de calcul pour les figures (fig : 5.33 et fig : 5.34) :
μ : résistivité ($\Omega.m$)	$\mu = 22e^{-9} \Omega.m$
ρ : masse volumique (Kg/m^3)	$\rho = 196300 \text{ Kg}/m^3$
L : longueur du transducteur (m)	$L = 1e^{-3} m$
r : distance cible creuset (m)	$r = 0.22 m$
α : angle de nacelle (degré $^\circ$)	$\alpha = 120^\circ$
R : résistance du transducteur (Ω)	$R = 10 \Omega$
$2b$: largeur du transducteur (m)	$2b = 10e^{-6} m$

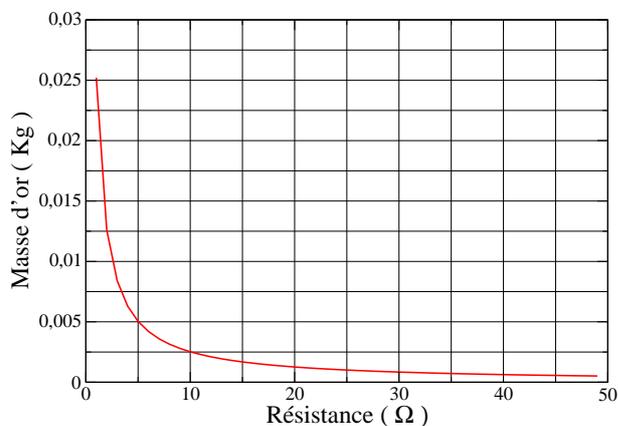


FIGURE 5.31: Masse d'or en fonction de la distance cible nacelle

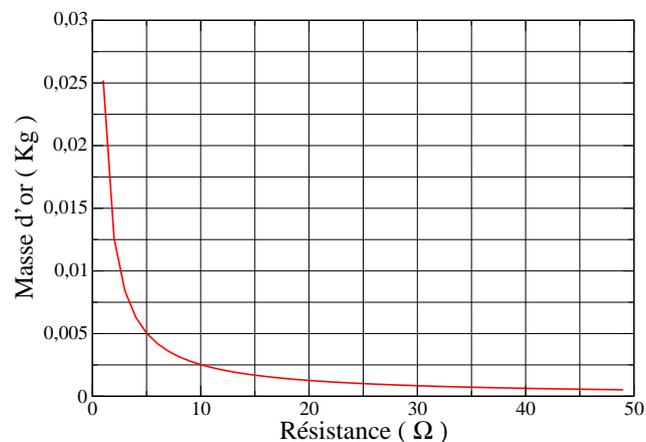


FIGURE 5.32: Masse d'or en fonction de la résistance choisie, pour une longueur donnée du transducteur 1 mm

Les figures 5.33 et 5.34 permettent d'optimiser la quantité d'or nécessaire pour l'évaporation.

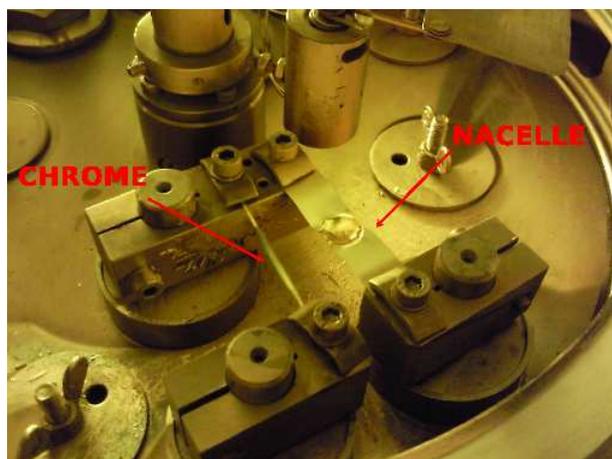


FIGURE 5.33: Evaporateur

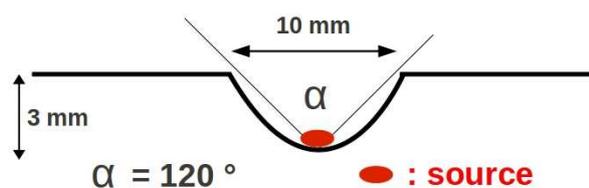


FIGURE 5.34: Nacelle

Afin d'améliorer l'adhérence de la couche d'or, une sous couche de Chrome est préalablement déposée. Cette couche doit rester très mince (~ 8 nm) afin de ne pas introduire de résistance thermique parasite.

5.6.3 Caractérisations dimensionnelle et électrique des transducteurs

Les dimensions des transducteurs thermiques sont caractérisés par profilométrie et par imagerie au MEB. Les figures 5.35 et 5.36 montrent les profils obtenus par profilométrie.

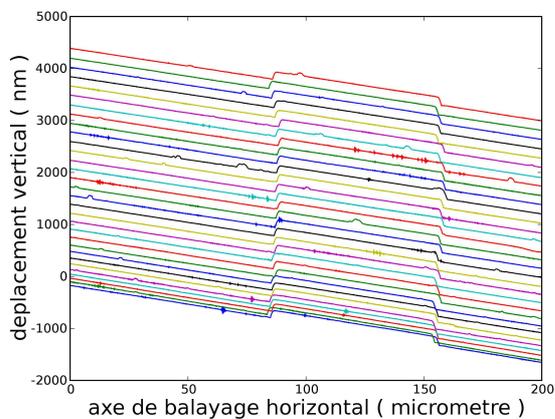


FIGURE 5.35: Profil de la piste d'or

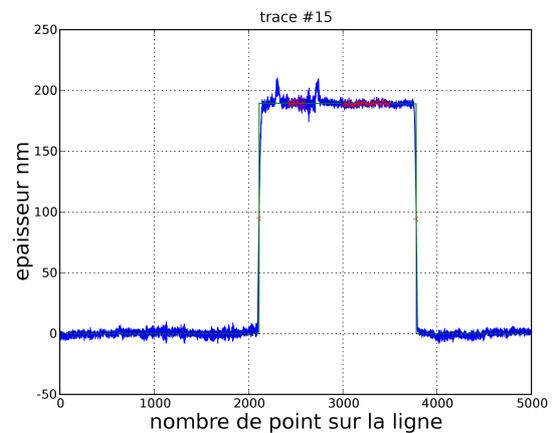
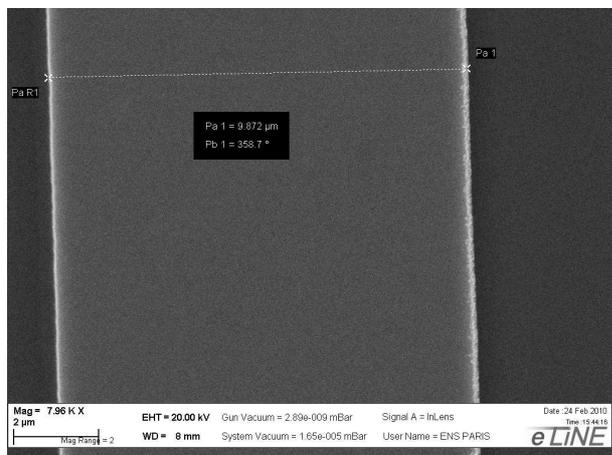
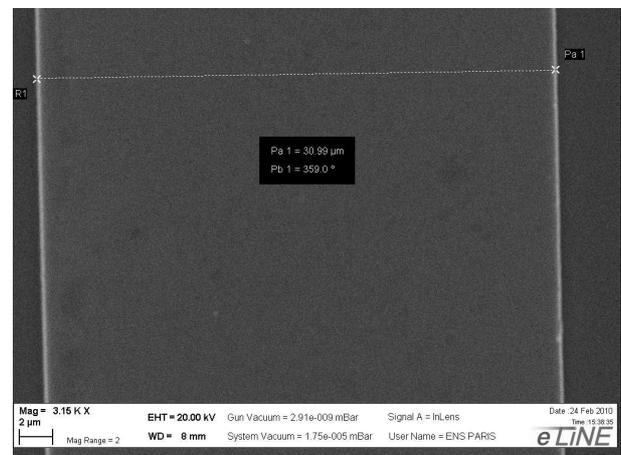


FIGURE 5.36: Coupe transversale de la piste d'or

Pour une meilleur précision, la largeur des pistes a été aussi mesurée à l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB) à l'École Normale Supérieure Paris (ENS). C'est une technique de microscopie électronique capable de produire des images en haute résolution de la surface d'un échantillon en utilisant le principe de l'interaction électrons-matière.

FIGURE 5.37: Largeur de l'élément chauffant 10 μm mesurée au MEBFIGURE 5.38: Largeur de l'élément chauffant 30 μm mesurée au MEB

De plus, grâce à un porte échantillon pivotant nous avons fait des images d'une section de la piste.

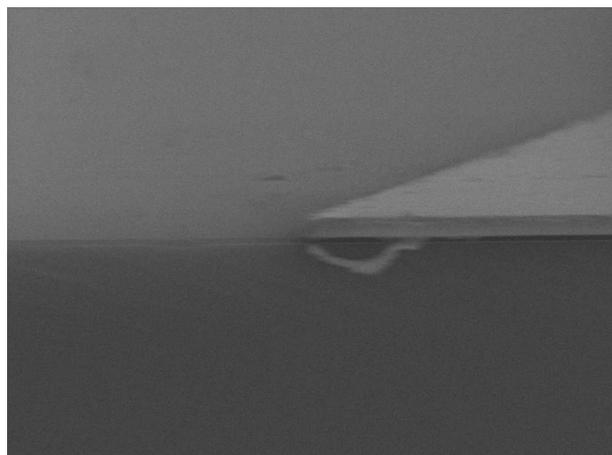


FIGURE 5.39: Profil de l'élément chauffant mesurée au MEB

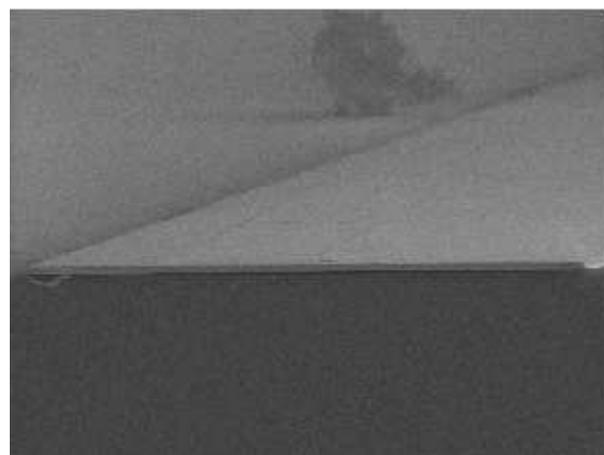


FIGURE 5.40: Profil de l'élément chauffant mesurée au MEB

D'après les figures 5.39 et 5.40, l'homogénéité du transducteur ainsi que le profil de l'élément chauffant semble assez bien définie. La largeur des pistes est estimée avec une précision de 0.5%

Nous avons également mesuré les résistances électriques des transducteurs par une méthode 4 fils. Le tableau 5.4 rassemble les caractéristiques des pistes réalisées sur différents échantillons. La dernière colonne a été déduite des mesures de la résistance de l'épaisseur, de la longueur et de la largeur des pistes. La précision relative sur la résistance est de 10^{-4} , sur la longueur de 10^{-3} , sur l'épaisseur de 10^{-2} . L'incertitude absolue sur la largeur est de $\pm 0.2 \mu m$. L'incertitude est alors $\sim 3 \%$.

Échantillon	Longueur (mm)	largeur (μm) MEB	Résistance Ω	épaisseur Au (nm)	Résistivité[48] $\Omega.m$
T26	1.000	9.74	9.1889	352	3.15e-08
	3.000	29.95	8.7912	345	3.02e-08
T27	1.000	10.21	7.9780	380	3.08e-08
	3.000	30.48	7.9276	386	3.10e-08
T28	1.000	9.820	8.8195	386	3.19e-08
	3.000	30.16	8.3873	360	3.03e-08
T29	1.000	10.00	8.9702	348	3.12e-08
	3.000	30.13	8.6863	365	3.18e-08
T31	1.000	9.87	8.1708	371	3.02e-08
	3.000	29.90	7.8697	371	2.91e-08

TABLE 5.4: Caractéristiques des transducteurs des témoins T26 à T33

5.6.4 Coefficient thermique des transducteurs

Nous indiquons dans cette partie la méthode de mesure du coefficient thermique $\alpha_R = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$ de la piste d'or.

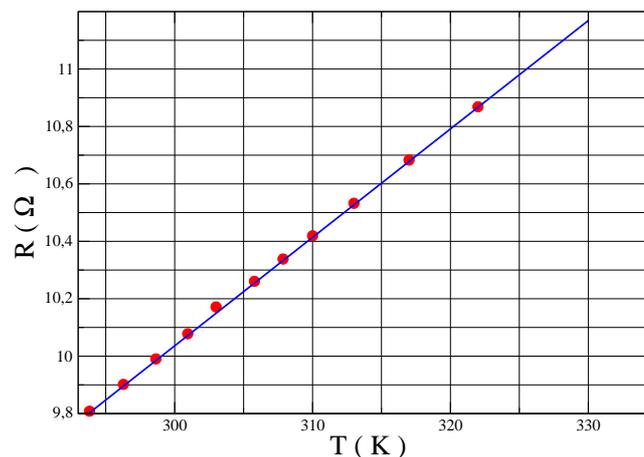


FIGURE 5.41: Résistance d'une piste en fonction de la température : Cercles : points expérimentaux. Ligne : régression linéaire

La résistance de la piste d'or est mesurée, en fonction de la température, par une méthode 4 fils. La figure (5.41) donne les résultats pour une piste déposée sur un substrat de $GaAs$ recouverte d'une couche de SiO_2 . Nous obtenons une relation linéaire dans la gamme de température comprise entre 285 K et 303 K :

$$R = R_0(1 + \alpha_R T) \quad (5.117)$$

Le coefficient thermique est obtenu grâce à un lissage linéaire des points expérimentaux :

$$\alpha_R R_0 = 0.0262005 \Omega.K^{-1}$$

	Longueur (mm)	T26	T27	T28	T29	T31	T32
$\alpha_R (K^{-1})$	1	0.002851	0.002861	0.002870	0.002846	0.002917	0.002928
	3	0.002856	0.002940	0.002914	0.002853	0.002790	0.002943

TABLE 5.5: Caractéristiques des transducteurs à 300 K

Au cours de ma thèse, je me suis intéressé à des expériences en température de 20 K à 300 K. Pour pouvoir réaliser ces expériences, il est nécessaire de connaître le coefficient thermique α_R en fonction de la température. C'est pourquoi nous avons mesuré la résistance

des transducteurs en fonction de la température. Et la courbe obtenue a été lissée avec des polynômes d'ordre n , avec n variant de 2 à 4, suivant la gamme de température.

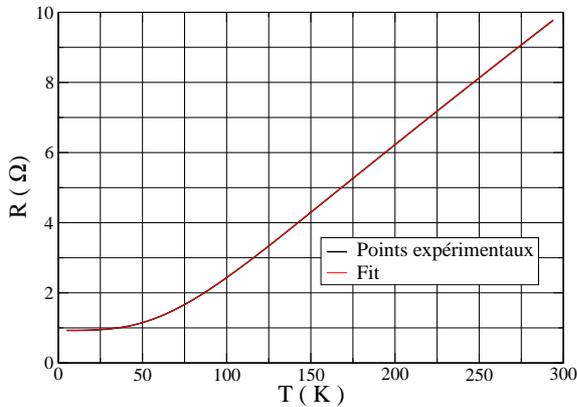


FIGURE 5.42: Résistance en fonction de la température

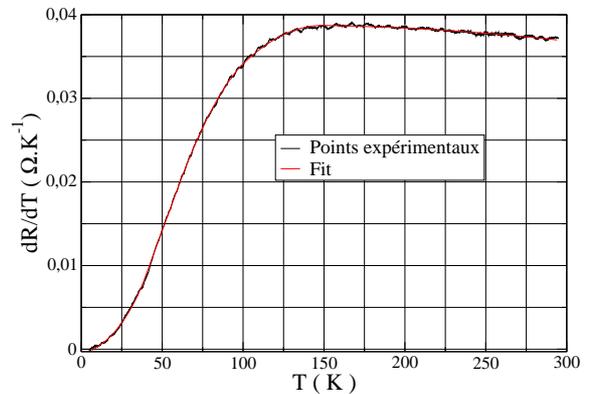


FIGURE 5.43: dR/dT en fonction de la température

Nous avons étudié différents matériaux, la figure (5.44), nous donne la valeur du coefficient α_R en fonction de la température pour différents matériaux, tel que l'Aluminium, le Chrome, l'Or et Chrome(8nm)+Or. Le matériau utilisé lors d'une expérience 3ω doit avoir un coefficient α_R le plus grand possible.

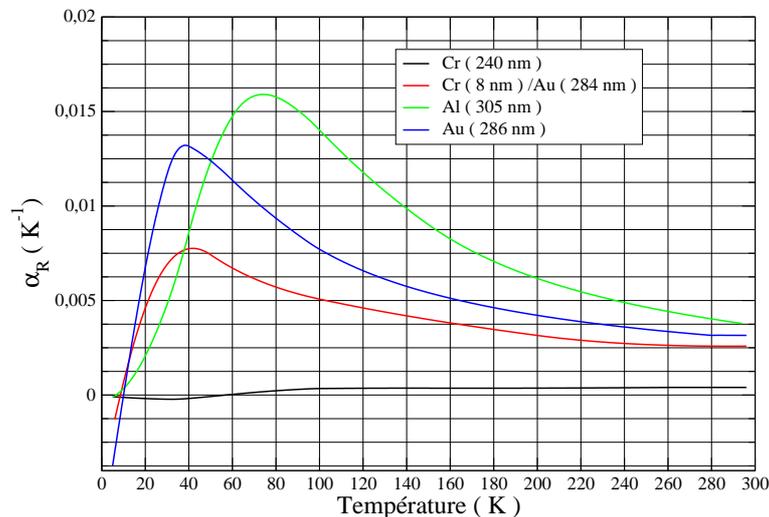


FIGURE 5.44: α_R en fonction de la température pour différents matériaux : Aluminium, Chrome, Or et or avec une couche d'adhésion en Cr

D'après cette figure, nous remarquons que dans la gamme de température comprise entre 50 et 300 K, le matériau qui possède le plus fort coefficient α_R est l'Aluminium. Cependant la

fabrication de ce matériau est très difficile, car lors de l'évaporation il se forme un composé d'oxyde d'aluminium. Le deuxième matériau susceptible de nous satisfaire est l'Or, cependant les propriétés d'adhérence de ce matériau sont très faibles. Par conséquent le seul matériau qui présente à la fois des propriétés d'adhésion intéressantes et un coefficient α_R élevé est l'Or déposé sur une fine couche de Chrome.

A $T = 300 K$

Matériaux	Al	Au	Cr	Au+Cr
$\alpha_R (K^{-1})$ expérience	0.004185	0.003245	0.000375	0.0033254
$\alpha_R (K^{-1})$ [19] [49]	0.004308	0.003715	0.000170	0.0032600

TABLE 5.6: Coefficients de température des transducteurs pour différent métaux à 300 K

**Résultats expérimentaux : caractérisation
par spectroscopie Raman de la qualité des
interfaces**

Dans cette partie, nous présentons la caractérisation par spectroscopie Raman de la qualité des interfaces. Les expériences ont été faites sous la direction de Bernard Jusserand.

Le but de cette thèse est d'étudier l'effet des interfaces $GaAs/AlAs$ sur la conductivité thermique des super-réseaux. Dans ce but deux types d'échantillons ont été élaborés. Une première série a été élaborée dans les conditions optimales de croissance ($T_S=500^\circ C$). Une autre a été volontairement élaborée dans des conditions de croissance non-optimales ($T_S=540$ et $630^\circ C$), afin d'obtenir des interfaces non abruptes[50].

Pendant l'épitaxie, les atomes déposés sur la surface du substrat diffusent et forment des îlots de quelques monocouches [51] ce qui va engendrer des fluctuations d'épaisseur au niveau de l'interface (Voir figures 6.1 et 6.2). La taille et le diamètre des îlots va dépendre de la température du substrat.

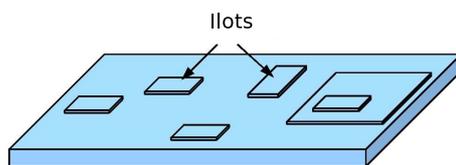


FIGURE 6.1: Rugosité \iff îlot

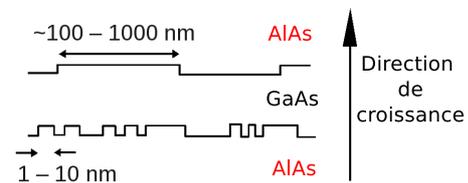


FIGURE 6.2: Coupe transversale de la rugosité

Ces fluctuations d'épaisseur peuvent être étudiées expérimentalement par différentes techniques telles que la photoluminescence [52] [51] ou par diffusion Raman. Dans notre étude nous avons choisi d'utiliser la diffusion Raman pour caractériser la rugosité des interfaces dans les SRs.

La spectroscopie Raman est une méthode optique qui utilise un laser monochromatique pour sonder la matière, dans notre cas la longueur d'onde utilisée sur les échantillons est de 514.5 nm. La lumière incidente est diffusée par les phonons optiques. Comme nous l'avons vu dans le chapitre [3.1] les relations de dispersion des SRs présentent des branches optiques. Dans le cas d'un SR de type $GaAs/AlAs$, les deux matériaux qui constituent le SR c'est-à-dire $GaAs$ et $AlAs$ présentent des modes LO dont les bandes de fréquence ne se recouvrent pas (Voir figure 6.3). Dans ce cas les phonons optiques sont confinés dans l'un ou l'autre matériau. Nous nous intéressons à la diffusion par les modes longitudinaux localisés dans $GaAs$. Ces modes sont numérotés par ordre de fréquence décroissante : LO_m avec $m = 1, 2, 3, \dots$ m est l'ordre du mode. La diffusion Raman est une technique très sensible à l'orientation de l'échantillon. Effectivement dans la configuration $z(x, y)\bar{z}$ seuls les modes LO_m impairs ($m = 1, 3, 5, 7, \dots$) sont actifs et présents dans un spectre de diffusion Raman. Dans la configuration $z(x, x)\bar{z}$ seuls les modes pairs ($m = 2, 4, 6, 8, \dots$) sont actifs [53]. La fréquence des modes optiques est fortement modifiée par l'effet de la rugosité.

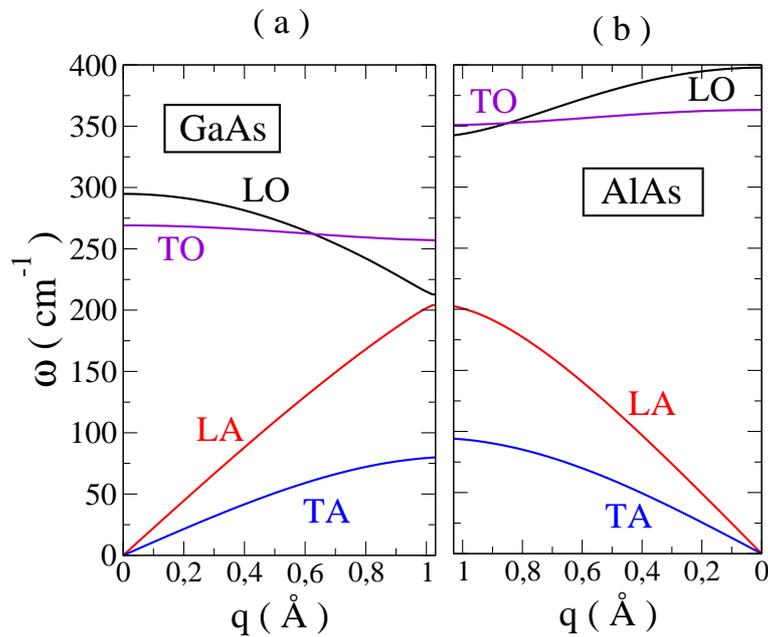


FIGURE 6.3: Courbes de dispersion du GaAs et AlAs, calculées à partir d'un modèle de chaîne linéaire alternée : annexe A.1

La figure 6.3, nous donne les courbes de dispersion des phonons dans GaAs et AlAs dans la direction [001]. On peut voir que la bande des phonons optiques de GaAs comprise entre 210 et 294 cm^{-1} est située dans une bande interdite pour les phonons dans AlAs, située entre 204 et 340 cm^{-1} . Ainsi les modes optiques du SR seront localisés soit dans GaAs, soit AlAs.

Dans le cas de SR à interface parfaite, les modes confinés longitudinaux optiques (LO) dans GaAs peuvent être calculés à partir d'un modèle simple, sans utiliser les courbes de dispersion exactes du SR. On considère que les modes sont des ondes stationnaires localisées dans les couches. La figure 6.4 représente les 2 premiers modes.

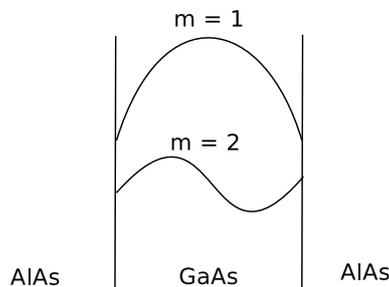


FIGURE 6.4: Deux premiers modes optiques confinés dans GaAs

Les vecteurs d'onde s'écrivent [53] [54] :

$$q_m = \frac{m \cdot \pi}{(n + \delta) \cdot a} \quad (6.1)$$

où m est l'ordre du mode, n est le nombre de couches moléculaires dans une couche de $GaAs$, a désigne l'épaisseur d'une couche moléculaire et δ est un facteur correctif. Pour un q_m donné, la fréquence du mode m est alors lue sur la courbe de dispersion LO du $GaAs$ massif [55] [56].

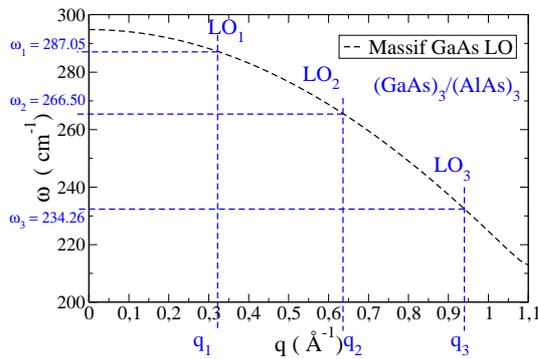


FIGURE 6.5: Calcul des fréquences des modes LO de $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ à partir de la courbe de dispersion de $GaAs$ massif

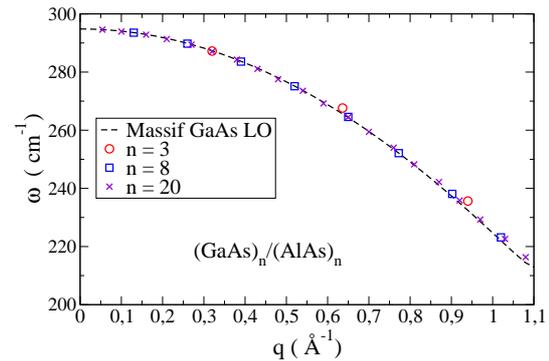


FIGURE 6.6: Calcul des fréquences des modes LO de $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ $n = 3, 8$ et 20 à partir de la courbe de dispersion de $GaAs$ massif

A titre d'exemple, la figure 6.5 donne en pointillé noir la courbe de dispersion du mode longitudinal optique du $GaAs$ massif, mesurée expérimentalement [23]. Dans le cas d'un SR $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ on dénombre 6 modes LO confinés avec 3 modes confinés dans $GaAs$ et 3 modes confinés dans $AlAs$. En s'appuyant sur la courbe noire en pointillé et sur la formule 6.1 on trouve alors les fréquences des 3 modes confinés LO_1 , LO_2 et LO_3 dans $GaAs$ du SR $(GaAs)_3/(AlAs)_3$. On a considéré que $\delta \sim 1/2$ [57]. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 6.1. La dernière colonne du tableau 6.1 nous donne également les modes calculés par le modèle de chaîne linéaire alternée développé au paragraphe 3.1.3. L'accord est très bon. Nous avons calculé à l'aide du modèle de chaîne alternée les fréquences des modes LO_m $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ avec $n = 3, 8$ et 20 pour les vecteurs q_m donnés par la formule 6.1. Les résultats sont reportés sur la figure 6.6. Nous constatons que les points se placent sur la courbe de dispersion du $GaAs$ massif. Ceci valide les modèles utilisés.

Dans la littérature, on peut trouver plusieurs études expérimentales de diffusion Raman sur des échantillons de type SRs [58] et plus précisément sur des structures $GaAs/AlAs$ [56] [59] [60] [61] [62]. Du point de vue structural, les échantillons du type $GaAs/AlAs$ sont considérés comme ayant de bonnes interfaces lorsque une couche complète avec des atomes de Ga et As est en contact avec une couche complète contenant des atomes de Al et As . Ceci correspond à une température de croissance optimale de $500^\circ C$. Pour $T_s \sim 600^\circ C$, les interfaces sont dé-

$(GaAs)_3/(AlAs)_3$			
LO_m	$q_m (\text{\AA}^{-1})$	$\omega (cm^{-1})$	$\omega_{th} (cm^{-1})$
LO_1	0.32	287.05	287.22
LO_2	0.63	266.50	267.62
LO_3	0.32	234.26	235.63

TABLE 6.1: Comparaison entre les fréquences des modes LO calculées par deux méthodes. ω_{th} : modèle de chaîne linéaire alternée. ω : équation 6.1 et courbe de dispersion de GaAs massif

gradées et les raies Raman sont déplacées. Nous analysons ces déplacements en modélisant les interfaces par une fine couche d'alliage $Ga_{1-x}Al_xAs$.

Avant de présenter le modèle nous permettant de calculer les modes confinés dans les SRs à interface élargie, nous allons présenter les différents spectres obtenus par diffusion Raman sur une série de 8 échantillons. (Voir Tab :6.5). Ces spectres ont été obtenus dans un premier temps à température ambiante, mais pour avoir des raies plus fines, les spectres Raman ont ensuite été réalisés à basse température 80 K. Nous nous présenterons ces derniers résultats, limités aux modes confinés dans GaAs (250 à 300 cm^{-1}). En effet, les modes confinés dans AlAs sont peu intenses.

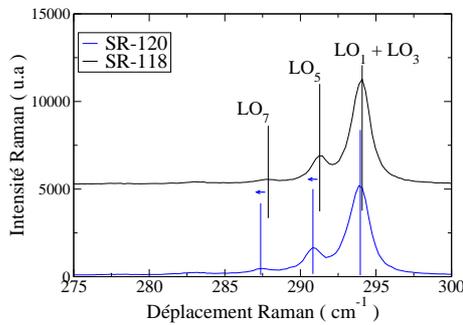


FIGURE 6.7: Spectres Raman pour $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$ pour deux températures de croissance 500 et 637°C en configuration $z(x,y)\bar{z}$ à 80 K

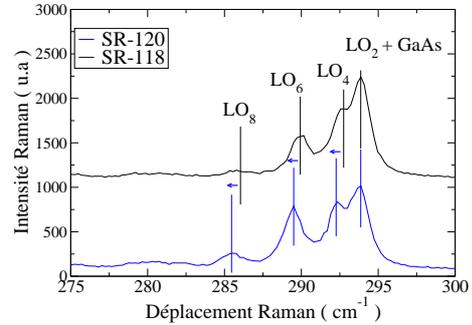


FIGURE 6.8: Spectres Raman pour $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$ pour deux températures de croissance 500 et 637°C en configuration $z(x,x)\bar{z}$ à 80 K

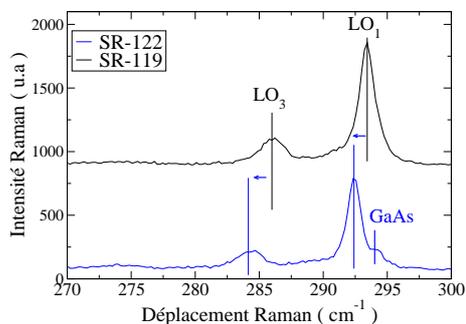


FIGURE 6.9: Spectres Raman pour $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ pour deux températures de croissance 500 et $637^\circ C$ en configuration $z(x,y)\bar{z}$ à $80 K$

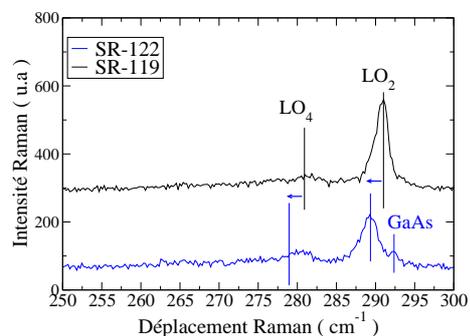


FIGURE 6.10: Spectres Raman pour $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ pour deux températures de croissance 500 et $637^\circ C$ en configuration $z(x,x)\bar{z}$ à $80 K$

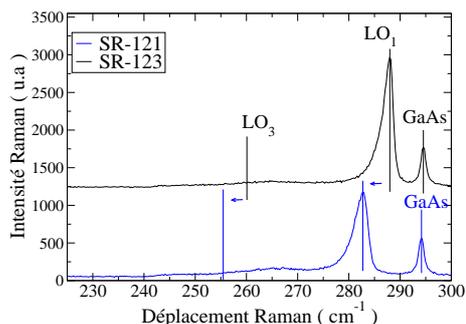


FIGURE 6.11: Spectres Raman pour $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ pour deux températures de croissance 500 et $637^\circ C$ en configuration $z(x,y)\bar{z}$ à $80 K$

Les figures 6.7 à 6.11 nous donnent les spectres à $80 K$ pour deux échantillons élaborés à deux températures, en bleu des échantillons élaborés à $637^\circ C$ et en noir ceux à $500^\circ C$. Suivant la polarisation nous observons les modes longitudinaux pairs ou impairs. Nous remarquons que les modes LO confinés correspondant à une température de croissance de $637^\circ C$ se déplacent par rapport aux échantillons élaborés à $500^\circ C$. Dans le cas des SRs $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$, la séparation des différents pics LO_1 , LO_2 et LO_3 est très difficile à cause de la présence du pic du substrat de $GaAs$, voir figure 3.13. A contrario dans les SRs $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ la différenciation du pic LO_1 avec celui du substrat est mis en évidence car ce dernier est suffisamment éloigné du pic LO_1 , pour être facilement détecté (voir figure 3.11). Les tableaux 7.37 à 6.4, nous donnent les valeurs expérimentales ω_m des différents modes de type LO pour différents échantillons élaborés à deux températures et en fonction de la polarisation.

Échantillons	Polarisation	T_s °C	LO_m	ω_m cm^{-1}
$(GaAs)_8/(AlAs)_8$	$z(x,y)\bar{z}$	500	LO_1	293.50
			LO_3	285.99
			LO_5	273.10
	$z(x,y)\bar{z}$	637	$GaAs$	294.01
			LO_1	292.42
			LO_3	283.33
	$z(x,y)\bar{z}$	637	LO_5	272.00
			LO_2	290.76
			LO_4	280.85
	$z(x,x)\bar{z}$	500	$GaAs$	292.48
			LO_2	288.00
			LO_4	278.37
$z(x,x)\bar{z}$	637	LO_2	288.00	
		LO_4	278.37	
		LO_4	278.37	

TABLE 6.2: Résultats expérimentaux issus des spectres Raman pour deux polarisations et pour des échantillons $(GaAs)_8/(AlAs)_8$, élaborés à deux températures de croissance

Échantillons	Polarisation	T_s °C	LO_m	ω_m cm^{-1}
$(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$	$z(x,y)\bar{z}$	500	$LO_1 + LO_3$	294.08
			LO_5	290.75
			LO_7	287.36
			$LO_1 + LO_3$	293.99
	$z(x,y)\bar{z}$	637	LO_5	290.35
			LO_7	286.80
			$LO_2 + GaAs$	293.86
			LO_4	292.75
	$z(x,x)\bar{z}$	500	LO_6	289.43
			LO_8	285.50
			$LO_2 + GaAs$	293.80
			LO_4	292.26
	$z(x,x)\bar{z}$	637	LO_6	289.50
			LO_8	285.06
LO_6			289.50	
LO_8			285.06	

TABLE 6.3: Résultats expérimentaux issus des spectres Raman pour deux polarisations et pour des échantillons $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$, élaborés à deux températures de croissance

Échantillons	Polarisation	T_s °C	LO_m	ω_m cm^{-1}
$(GaAs)_3/(AlAs)_3$	$z(x,y)\bar{z}$	500	$GaAs$	294.45
			LO_1	288.40
			LO_3	260.52
	$z(x,y)\bar{z}$	637	$GaAs$	294.18
			LO_1	282.72
			LO_3	254.72

TABLE 6.4: Résultats expérimentaux issus des spectres Raman pour deux polarisations et pour des échantillons $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ élaborés à deux températures de croissance

Nous allons maintenant présenter un modèle permettant de quantifier le déplacement en fréquence de ces modes en fonction de l'élargissement d_0 de l'interface. Effectivement pour un échantillon donné le seul paramètre pouvant influencer la fréquences des modes est la qualité de l'interface. Dans le cas d'un SR de type $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ avec une interface élargie nous allons utiliser le même modèle de chaînes alternées que dans le paragraphe 3.1.3 pour calculer les modes LO_m . Cependant pour simuler le désordre au niveau de l'interface, nous allons introduire un profil de concentration en Al . Ce profil de concentration sera lui-même modélisé par un profil de masse effective, les constantes de raideur étant elles même inchangées. Certains auteurs ont utilisé un profil de type fonction erf pour traduire le phénomène d'interdiffusion au niveau de l'interface [58] [56] [61]. La concentration x en Al s'écrit alors en fonction de la coordonnée z perpendiculaire aux couches :

$$x(z) = 1 - \frac{1}{2} \left[erf \left(\frac{z+n/2}{d_0} \right) - erf \left(\frac{z-n/2}{d_0} \right) \right]$$

où

- n : nombre de couches moléculaires contenues dans une couche de $GaAs$ ou de $AlAs$
- d_0 : élargissement de l'interface en monocouche moléculaire

La figure 6.12 montre un exemple de profil de concentration avec un élargissement d_0 égal à 8 monocouches.

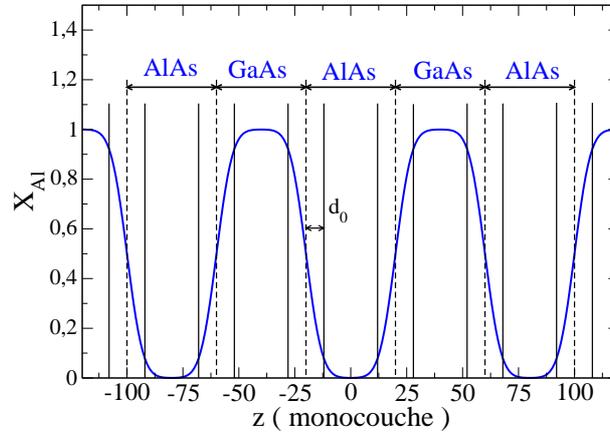


FIGURE 6.12: Profil de concentration en Al suivant la direction de croissance avec $L = 80$, $n = n_A = n_B = 40$ et $d_0 = 8$

Notons que lorsque $d_0 \rightarrow 0$, la fonction erf tend vers une fonction Heaviside et la structure peut être considéré comme parfaite.

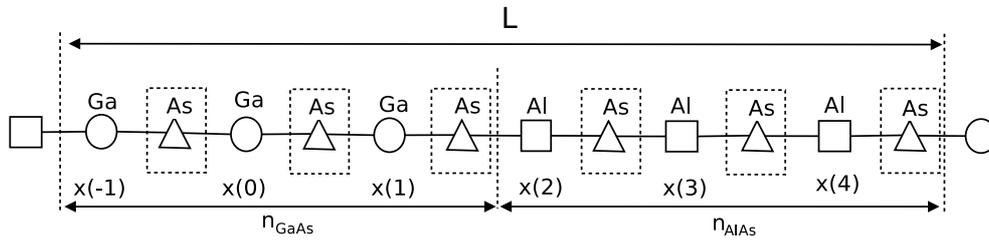


FIGURE 6.13: Chaîne linéaire alternées d'un Super-Réseau de type $(GaAs)_3/(AlAs)_3$, avec $L = 6$ monocouches et $n_{GaAs} = n_{AlAs} = n = 3$ monocouches et K constante d'interaction.

La figure 6.13, montre un échantillon de $(GaAs)_3/(AlAs)_3$. Dans ce modèle à interface élargie $Ga_{1-x}Al_xAs$ les atomes d'As ne sont pas affectés et garderont les mêmes caractéristiques que ceux de l'élément pur. Par contre, les masses des atomes de Ga et As seront modifiées et remplacées par des masses effectives pour simuler le profil de concentration.

Pour faire le lien entre masse effective et concentration, certains auteurs ont calculé les modes LO dans une structure du type $Ga_{1-x}Al_xAs$, en ajustant les masses effectives et en comparant les résultats aux données expérimentales [63] [64]. Ils proposent une loi linéaire de la masse effective en fonction de la composition $x(z)$. En utilisant quasiment la même matrice dynamique que celle développée au paragraphe 3.1.3, on peut alors calculer les modes de vibration de la chaîne linéaire alternée à interface élargie. La modification consiste simplement à changer la valeur des différentes masses.

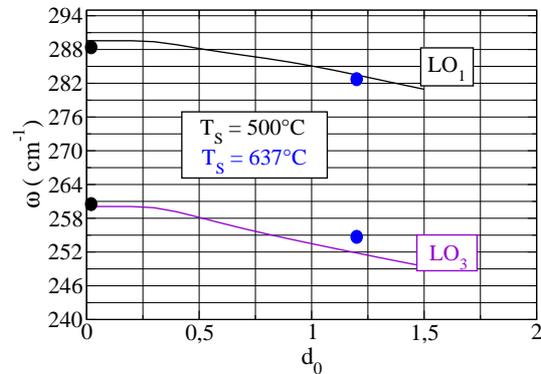


FIGURE 6.14: Fréquence des modes confinés dans *GaAs* d'un SR de type $(GaAs)_3/(AlAs)_3$, en fonction de la largeur des interfaces.

La figure 6.14 nous donne la fréquence de deux modes *LO* confinés dans *GaAs*, pour $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ en fonction de l'élargissement d_0 . Ces deux modes se déplacent vers les basses fréquences lorsque d_0 augmente. De plus nous avons aussi placé les deux modes LO_1 et LO_3 extraits des spectres Raman en polarisation $z(x, y)\bar{z}$ (voir figure 6.11). Ces points expérimentaux se placent assez correctement sur les modes LO_1 et LO_3 calculés pour une valeur particulière de d_0 , nous donnant ainsi une estimation de d_0 . Nous avons également calculé et comparé avec les valeurs expérimentales les modes confinés dans *GaAs* pour $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ et $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$, en utilisant la même procédure.

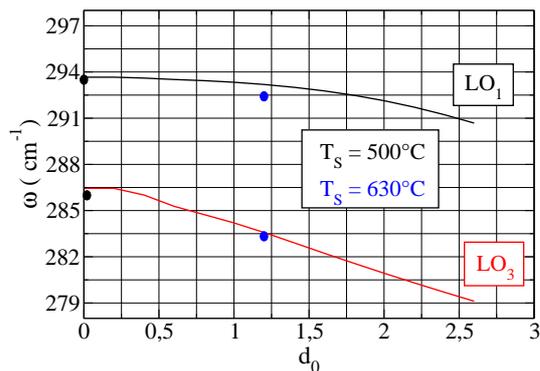


FIGURE 6.15: Fréquence des modes confinés dans *GaAs* d'un SR de type $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ en polarisation $z(x, y)\bar{z}$, en fonction de d_0

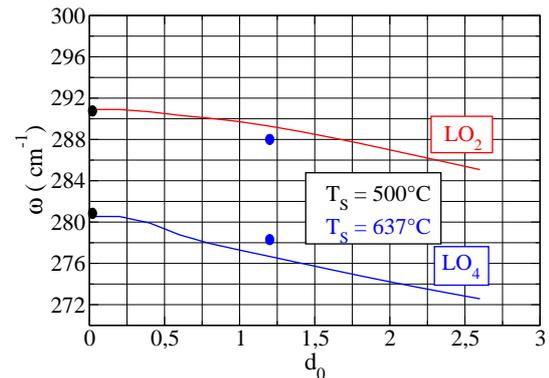


FIGURE 6.16: Fréquence des modes confinés dans *GaAs* d'un SR de type $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ en polarisation $z(x, x)\bar{z}$, en fonction de d_0

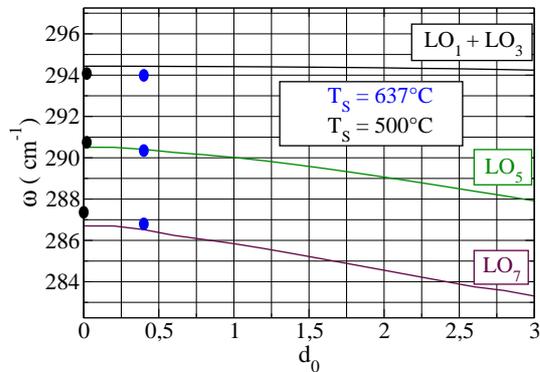


FIGURE 6.17: Fréquence des modes confinés dans GaAs d'un SR de type $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$ en polarisation $z(x, y)\bar{z}$, en fonction de d_0

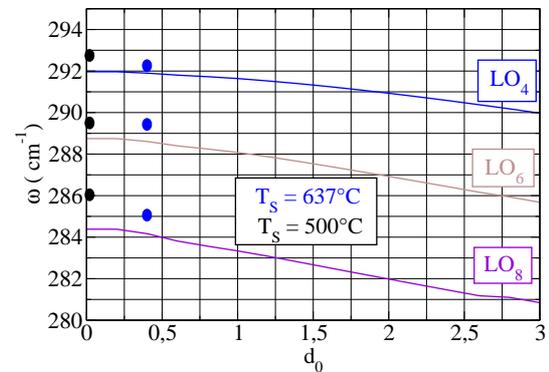


FIGURE 6.18: Fréquence des modes confinés dans GaAs d'un SR de type $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$ en polarisation $z(x, x)\bar{z}$, en fonction de d_0

Les figures 6.15 à 6.18, rassemblent nos résultats. Nous avons reporté dans le tableau 6.5 les largeurs d'interface d_0 estimées par cette procédure, pour les échantillons élaborés à 500 et 630 °C.

$(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$	T_s (°C)	L (nm)	d_0 (nm)	meilleure simulation	e_{SR} (nm)
SR-118	500	11.08	0.0	100 x [AlAs(56.8 Å) / GaAs (54 Å)]	1108
SR-120	630	11.33	0.11	100 x [AlAs(57.3 Å) / GaAs (56 Å)]	1133
$(GaAs)_8/(AlAs)_8$	T_s (°C)	L (nm)	d_0 (nm)	meilleure simulation	e_{SR} (nm)
SR-119	500	4.44	0.0	100 x [AlAs(22.2 Å) / GaAs (22.2 Å)]	444
SR-122	630	4.54	0.34	100 x [AlAs(22.8 Å) / GaAs (22.6 Å)]	454
$(GaAs)_3/(AlAs)_3$	T_s (°C)	L (nm)	d_0 (nm)	meilleure simulation	e_{SR} (nm)
SR-123	500	1.66	0.0	180 x [AlAs(8.2 Å) / GaAs (8.4 Å)]	299
SR-121	630	1.69	0.34	180 x [AlAs(8.7 Å) / GaAs (8.2 Å)]	304

TABLE 6.5: Caractéristiques des Super-Réseaux

En conclusion, en utilisant un modèle de chaîne linéaire nous sommes arrivés à quantifier la rugosité d'interface des échantillons élaborés à différentes températures. Nous disposons d'échantillons présentant des différences notables quant à l'état de leurs interfaces. Ceci devrait permettre d'aborder expérimentalement la problématique de l'origine de la conductivité dans les super-réseaux et de distinguer les effets intrinsèques et non-intrinsèques.

Résultats expérimentaux : mesure de la conductivité thermique

Sommaire

7.1	Caractérisation à température ambiante d'une couche de silice déposée (conductivité et résistances de contact).	97
7.1.1	Conductivité thermique effective	98
7.1.1.1	Une seule piste et une puissance d'excitation	98
7.1.1.2	Une seule piste et plusieurs puissances d'excitation	99
7.1.1.3	Deux pistes et plusieurs puissances d'excitation	100
7.1.2	Conductivité réelle et résistances de contact	102
7.2	Conductivité thermique à température ambiante des SRs $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ avec $n = 3, 8$ et 20. Méthode de comparaison.	103
7.2.1	Caractérisation des témoins	104
7.2.2	$(GaAs)_3/(AlAs)_3$. Deux qualités d'interface	106
7.2.3	$(GaAs)_8/(AlAs)_8$. Deux qualités d'interface	108
7.2.4	$(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$. Deux qualités d'interface	110
7.2.5	Conclusion	111
7.3	Conductivité thermique et résistances de contact pour les échantillons $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ avec $n = 3, 8$, à température ambiante	112
7.3.1	SRs $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ présentant différentes épaisseurs	112
7.3.2	SRs $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ présentant différentes épaisseurs.	115
7.3.3	Conclusion	117
7.4	Conductivité thermique des SRs à basse température	118
7.4.1	Couche de silice à basse température	118
7.4.1.1	Caractérisation électrique de la piste	118
7.4.1.2	Conductivité thermique effective	119
7.4.1.3	Conductivité thermique réelle et résistances de contact.	121
7.4.2	$(GaAs)_3/(AlAs)_3$ à basse température. Deux qualités d'interface	123
7.4.3	$(GaAs)_8/(AlAs)_8$ à basse température. Deux qualités d'interface	125
7.4.4	$(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$ à basse température. Deux qualités d'interface	126
7.4.5	Conclusion	128

Le chapitre 5 a montré comment mesurer la conductivité thermique d'une couche mince déposée sur un substrat, par la méthode 3ω . Nous allons dans cette partie présenter et commenter les résultats expérimentaux obtenus sur des super-réseaux (SRs) présentant différentes qualités d'interface. La méthode 3ω nécessite le dépôt d'une couche isolante (électrique) sur les SRs. En effet, le contact métal/semi-conducteur entre le transducteur thermique et le SR peut générer des signaux harmoniques parasites. Nous utiliserons une couche isolante de silice. Cette couche introduit une résistance thermique intrinsèque ainsi que des résistances de contacts. Il est donc nécessaire de caractériser la couche de silice. Une autre résistance de contact entre le SR et le substrat peut aussi exister. Il faut donc mettre en place un protocole pour extraire les propriétés du SR. Le protocole que nous avons utilisé est l'étude d'échantillons d'épaisseurs de SR variées. Les résistances de contact étant supposées identiques dans tous les échantillons, il est alors possible de mesurer séparément les résistances de contact et la conductivité thermique des SRs. D'autre part, des expériences à basse température permettront d'affiner les résultats concernant les échantillons présentant différentes rugosités.

7.1 Caractérisation à température ambiante d'une couche de silice déposée (conductivité et résistances de contact).

Nous allons étudier à température ambiante des couches de silice déposées par pulvérisation cathodique sur un substrat de GaAs(100). Les trois premières colonnes du tableau, nous donnent la longueur l , la largeur $2b$ et le coefficient thermique α_R des transducteurs déposés sur la couche de silice. La dernière colonne nous donne l'épaisseur de la couche e_{SiO_2} . Les épaisseurs ont été mesurées au profilomètre.

Échantillon $SiO_2/GaAs$	l (mm)	$2b$ (μm)	α_R (K^{-1})	e_{SiO_2} (nm)
T34	1	11.85	0.0370311	380
	3	32.15	0.0355759	380
T36	1	11.50	0.0353345	109
	3	32.60	0.0343065	109
T38	1	11.70	0.0358673	99
	3	32.25	0.0350395	99
T40	1	11.90	0.0363725	190
	3	32.40	0.0348453	190

TABLE 7.1: Caractéristiques de la série de couches de silice présentant différents épaisseurs sur lesquelles on a déposé deux pistes de largeurs différentes

7.1.1 Conductivité thermique effective

Nous commençons par présenter les mesures faites sur un seul échantillon : l'échantillon T36.

7.1.1.1 Une seule piste et une puissance d'excitation

La figure 7.1 nous donne la température moyenne en surface mesurée par la méthode 3ω , pour l'échantillon T36 ($GaAs + SiO_2$), un transducteur de largeur $32.6 \mu m$, pour une puissance de $1 W/m$ et pour une gamme de fréquences comprises entre $100 Hz$ et $2 KHz$. La conductivité thermique du substrat est obtenue grâce à la pente de la courbe expérimentale (équation 5.31). En utilisant cette valeur et les valeurs de ρ et C du substrat de la littérature [65], nous pouvons calculer la température de surface du substrat à l'aide de l'équation 5.30 (courbe rouge de la figure 7.1), qui est parallèle aux points expérimentaux. La translation $\Delta\theta$ nous permet de mesurer la résistance R totale de la couche :

$$R = \frac{e}{k_{SiO_2}} + R_c \quad (7.1)$$

où e est l'épaisseur de la couche et R_c est la résistance de contact (Or/SiO_2 et $SiO_2/GaAs$). La mesure de R nous donne la conductivité thermique effective \tilde{k}_{SiO_2} de la couche,

$$\tilde{k}_{SiO_2} = \frac{e}{R} \quad (7.2)$$

$$\tilde{k}_{SiO_2} = k_{SiO_2} \frac{1}{1 + \frac{R_c k_{SiO_2}}{e}} \quad (7.3)$$

On voit que \tilde{k}_{SiO_2} est inférieure à la valeur réelle à cause de la présence d'éventuelles résistances de contact. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 7.2.

T36	
largeur de la piste (μm)	32.60
k_{GaAs} mesuré ($W m^{-1} K^{-1}$)	46.51
$\Delta\theta$ (K)	0.0036485
R ($K.m^2.W^{-1}$)	$1.189 \cdot 10^{-7}$
\tilde{k}_{SiO_2} ($W m^{-1} K^{-1}$)	0.91

TABLE 7.2: Résultats obtenus pour T36 (couche de silice de $109 nm$ déposée sur un substrat de $GaAs$) pour une puissance linéique de $1 W/m$

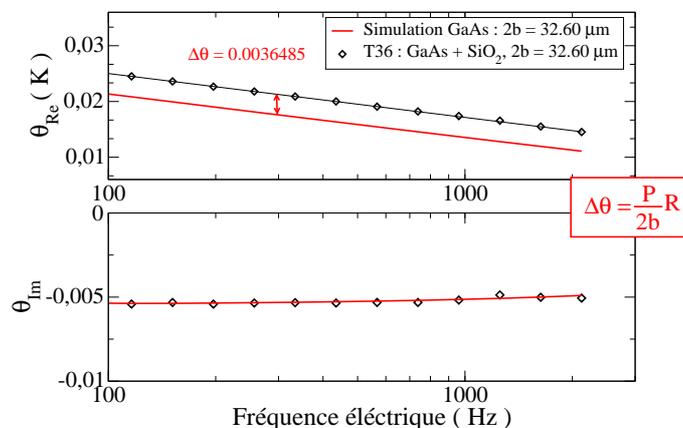


FIGURE 7.1: Température moyenne en surface pour l'échantillon T36 : $GaAs + SiO_2$ à une puissance linéique $P = 1 \text{ W/m}$ en fonction de la fréquence

7.1.1.2 Une seule piste et plusieurs puissances d'excitation

Nous avons effectué cette même expérience avec plusieurs puissances d'excitation. La figure 7.2 nous donne les translations $\Delta\theta$ en fonction de la puissance linéique. En utilisant les formules du paragraphe 5.4, on déduit les résultats rassemblés dans le tableau 7.3 : a_0 est le coefficient directeur de la droite tracée sur la figure 7.2 qui permet de déduire la résistance totale R (SiO_2 + résistances de contact R_c). On peut en déduire la conductivité effective \tilde{k}_{SiO_2} de la couche de silice.

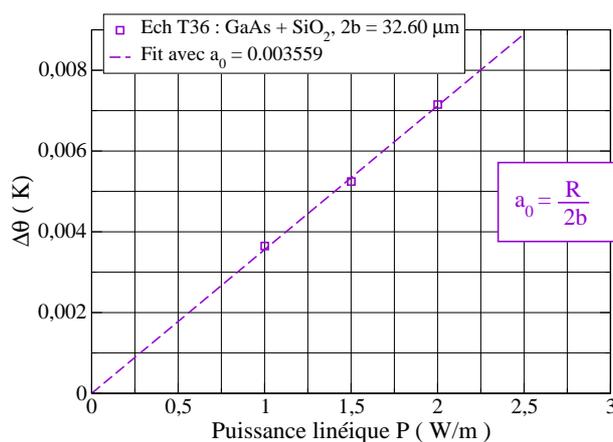


FIGURE 7.2: $\Delta\theta$ en fonction de la puissance linéique pour l'échantillon T36

T36	
$R (m^2KW^{-1})$	$\tilde{k}_{SiO_2} (Wm^{-1}K^{-1})$
$1.160 \cdot 10^{-7}$	0.93

TABLE 7.3: Caractéristiques de la couche isolante (échantillon T36) obtenues par régression linéaire des résultats à différentes puissances

7.1.1.3 Deux pistes et plusieurs puissances d'excitation

Dans la méthode à un seul transducteur, la connaissance des propriétés thermiques du substrat est nécessaire pour trouver les propriétés de la couche de silice. Afin de s'affranchir de cette contrainte, nous avons vu dans le chapitre 5 qu'en utilisant deux pistes de largeurs différentes sur le même échantillon, on pouvait obtenir la valeur de la résistance de la couche sans la connaissance des propriétés du substrat. La température suit une loi linéaire $\theta(b, P) = \alpha \ln(\omega) + \beta$. Les mesures de α et β pour deux largeurs de pistes différentes et pour une même puissance, donne la valeur de la conductivité thermique du substrat (pente) et leur différence donne la valeur de la résistance de la couche ainsi que la chaleur spécifique du substrat. En effectuant ces mesures à plusieurs puissances on améliore la précision de la mesure.

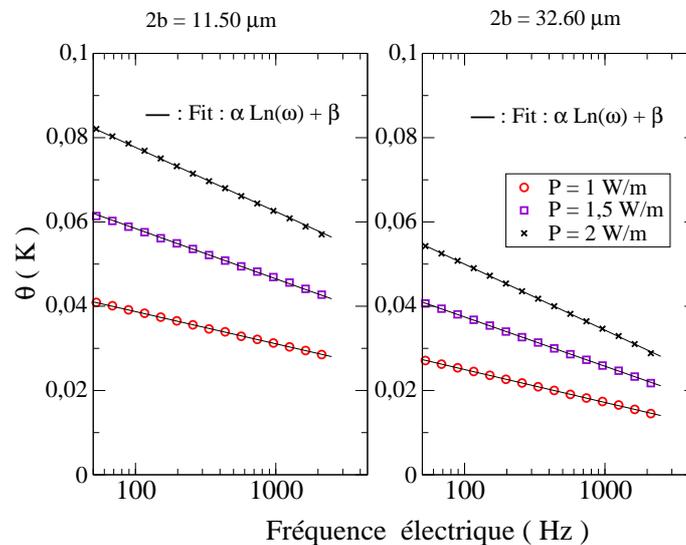


FIGURE 7.3: Points expérimentaux et régression linéaire pour pistes de largeurs 11.50 et 32.60 μm en fonction de la fréquence électrique et pour différentes puissances linéiques

La figure 7.3, nous montre les résultats expérimentaux obtenus avec la piste de 10 μm (7.3 gauche), la piste de 30 μm (7.3 droit) à différentes puissances en fonction de la fréquence. Les régressions linéaires permettant d'obtenir les coefficients α et β sont données sur la figure 7.3. α et β sont tracés en fonction de P sur les figures 7.4 et 7.5.

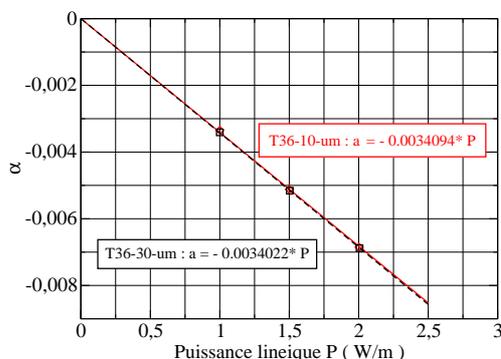


FIGURE 7.4: α en fonction de la puissance linéique pour des pistes de largeurs 11.50 et 32.60 μm

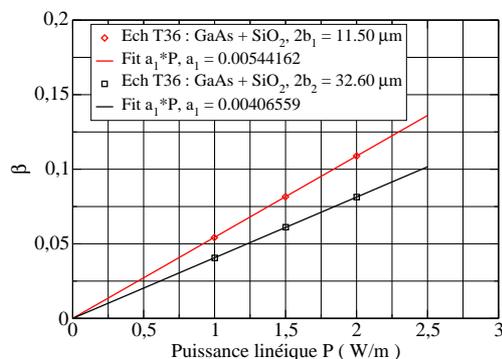


FIGURE 7.5: β en fonction de la puissance linéique pour des pistes de largeurs 11.50 et 32.60 μm

En utilisant les formules :

$$\alpha = -\frac{P}{2\pi k_0}$$

$$\beta = P\left(-\frac{1}{\pi k_0} \text{Ln}(2b) + \frac{R_1}{2b} + Z\right)$$

$$\frac{\tilde{k}_{SiO_2}}{\tilde{k}_{SiO_2}} = \left(\frac{2b_2b_1}{b_1 - b_2}\right) \left[\left(\frac{\beta}{P}\right)_2 - \left(\frac{\beta}{P}\right)_1 - \frac{1}{\pi k_{GaAs}} \text{Ln}\left(\frac{b_1}{b_2}\right) \right] \quad (7.4)$$

on trouve les résultats reportés dans la tableau 7.4.

T36	
k_{GaAs} (W/m/K)	46.7
R (m^2K/W)	$1.18 \cdot 10^{-7}$
\tilde{k}_{SiO_2} (W/m/K)	0.92
C_{GaAs} ($JK^{-1}kg^{-1}$)	319

TABLE 7.4: Propriétés thermiques de la couche de silice et du substrat de GaAs, mesurées par la méthode des deux transducteurs

Nous avons présenté trois méthodes pour mesurer la conductivité thermique effective \tilde{k}_{SiO_2} d'une couche, les deux dernières prennent en compte des expériences à différentes puissances et permettent donc d'obtenir des résultats plus précis. Remarquons que le temps total d'une telle expérience est de l'ordre d'une demi journée pour une seule piste. Néanmoins tous les résultats présentés dans ce manuscrit ont été obtenus par les deux dernières méthodes.

7.1.2 Conductivité réelle et résistances de contact

Il apparaît une résistance thermique de contact à l'interface entre deux matériaux. L'échantillon étudié est constitué d'un empilement d'or (piste) et de silice sur un substrat *GaAs*. Comme le montre la figure 7.6, deux résistances de contact apparaissent, qui viennent s'ajouter à la valeur de la résistance thermique de la silice lors des mesures.

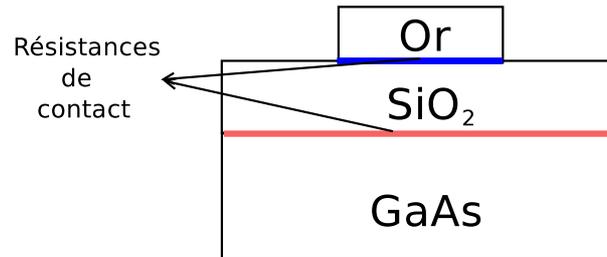


FIGURE 7.6: Représentation schématique des résistances de contact présentes dans un échantillon de silice déposée sur *GaAs*

Pour évaluer les résistances de contact, nous allons faire des expériences sur une série d'échantillons *GaAs* + *SiO₂* présentant différentes épaisseurs de silice. Les mesures donnent la somme R de la résistance thermique de la couche de silice et des deux résistances de contact Or/Silice et Silice/*GaAs* :

$$R = R_{Or/SiO_2} + R_{SiO_2} + R_{SiO_2/GaAs} \quad (7.5)$$

R_{SiO_2} s'écrit :

$$R_{SiO_2} = \frac{e_{SiO_2}}{k_{SiO_2}} \quad (7.6)$$

d'où

$$R = R_{Or/SiO_2} + R_{SiO_2/GaAs} + \frac{e_{SiO_2}}{k_{SiO_2}} \quad (7.7)$$

L'équation 7.7, permet d'obtenir la conductivité thermique de la silice (pente de R en fonction de l'épaisseur) et la somme des résistances de contact $R_{Or/SiO_2} + R_{SiO_2/GaAs}$ (ordonnée à l'origine). Pour ce faire, nous avons effectué des mesures sur les échantillons du tableau 7.1.

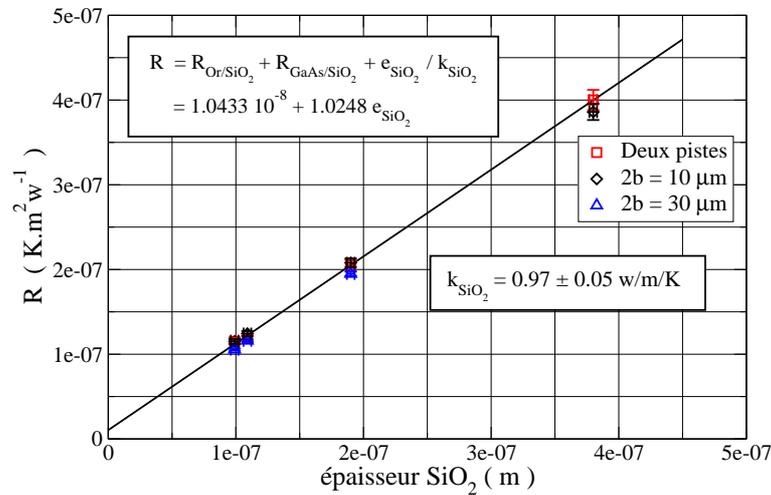


FIGURE 7.7: R en fonction de l'épaisseur de la couche de silice par différentes méthodes

La figure 7.7 nous donne la valeur de la résistance R en fonction de l'épaisseur de silice, pour les échantillons T34, T36, T38 et T40 (Tab : 7.1). R est mesurée soit à l'aide d'un seul transducteur, soit par deux transducteurs. Nous remarquons que quelque soit la méthode appliquée les résultats sont identiques. Il est possible de faire passer une droite par tous ces points, pour en déduire les valeurs de la conductivité thermique de la silice et des résistances de contact :

$k_{SiO_2} \text{ W/m/K}$	0.97
$R_{Or/SiO_2} + R_{SiO_2/GaAs} \text{ K.m}^2\text{.W}^{-1}$	$1.04 \cdot 10^{-8}$

TABLE 7.5: Résistance de contact total et conductivité thermique d'une couche de silice déposée sur un substrat de GaAs

La résistance de contact déterminée est négligeable devant la résistance thermique d'une couche de 300 nm ($R_{SiO_2} = 3 \cdot 10^{-7}$). Dans le cas de couches plus fines ou d'études sur les SRs il faudra à s'en affranchir (soustraction du témoin).

7.2 Conductivité thermique à température ambiante des SRs $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ avec $n = 3, 8$ et 20 . Méthode de comparaison.

La méthode de comparaison est présentée au paragraphe 5.4. Nous disposons d'une série de 8 super-réseaux $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ (avec $n = 3, 8$ et 20) présentant des qualités d'interfaces

différentes (tableau 7.7). Pour mesurer les propriétés thermiques des SRs, nous devons déposer une couche isolante (SiO_2) et un transducteur (figure 5.27). Le tableau 7.6 rassemble les caractéristiques des SRs ainsi que les caractéristiques des transducteurs.

Éch :	Caractéristiques du SR					Caractéristiques du Transducteur			
	$n \times n$	L (nm)	e_{SR} (nm)	T_s ($^{\circ}C$)	d_0 (nm)	e_{SiO_2} (nm)	$2b$ (μm)	α_R (K^{-1})	l (mm)
SR-118	20x20	11.08	1108	500	0.0	83.00	31.23	0.074518	3
SR-112	20x20	11.23	1123	540	0.113	83.80	30.80	0.069873	3
SR-120	20x20	11.33	1133	630	0.113	83.80	31.23	0.072262	3
SR-119	8x8	4.44	444	500	0.0	83.00	30.58	0.071765	3
SR-113	8x8	4.49	449	540	0.340	83.00	30.43	0.074617	3
SR-122	8x8	4.54	454	630	0.340	83.00	30.95	0.062250	3
SR-123	3x3	1.66	299	500	0.0	104	31.43	0.068547	3
SR-121	3x3	1.69	304	630	0.340	104	31.22	0.072128	3

TABLE 7.6: Caractéristiques des Super-Réseaux et des transducteurs utilisés. L : période du SR, e_{SR} : épaisseur du SR, T_s : température de croissance, d_0 : largeur de l'interface, e_{SiO_2} épaisseur moyenne de la couche isolante, $2b$: largeur de la piste, α_R : coefficient thermique de la piste à 300 K et l : longueur de la piste

Échantillons	e_{SiO_2} (nm)	$2b$ (μm)	α_R (K^{-1})	l (mm)
T4	84.67	30.60	0.054342	3
T6	87.3	30.93	0.066983	3
T7	104	33.01	0.068264	3

TABLE 7.7: Caractéristiques des témoins

Pour la méthode de mesure par comparaison (5), nous avons besoin d'élaborer des témoins. Pour cela, lors du dépôt de silice, nous avons disposé les SRs de type $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$ et $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ avec les témoins T4 et T6 sur un carré de 4x4 cm, les témoins étant disposés de part et d'autre de ce carré pour vérifier a posteriori l'homogénéité de l'épaisseur de la couche isolante. Nous avons placé les SRs de type $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ avec le témoin T7. Les épaisseurs de silice ont été mesurées à l'aide d'un profilomètre. Pour mesurer les propriétés thermiques des différents SRs, nous utiliserons une méthode de comparaison avec un témoin pour éliminer la résistance thermique de la silice et presque toutes les résistances de contact.

7.2.1 Caractérisation des témoins

On détermine ici la résistance thermique $R_{Temoïn}$ associée à la présence de la couche de silice. Les figures 7.8 et 7.9, montrent les résultats expérimentaux typiques obtenus sur un

témoin particulier. Les propriétés thermiques de la couche de silice et du substrat sont extraites comme nous l'avons montré dans le paragraphe précédent. Le tableau 7.8 nous rassemble nos résultats.

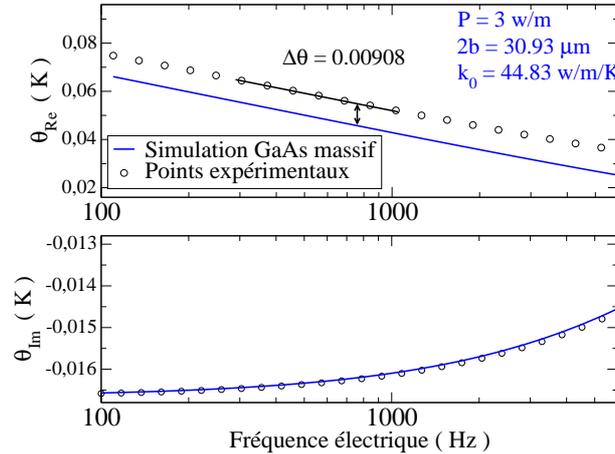


FIGURE 7.8: Température moyenne en surface pour le témoin T6 ($GaAs+87$ nm de SiO_2) à une puissance linéique de 3 W/m en fonction de la fréquence. La pente nous donne $k_{GaAs} = 44.83$ $Wm^{-1}K^{-1}$ et le décalage $\Delta\theta$ donne $R_{Témoin} = 9.35 \cdot 10^{-8}$ Km^2W^{-1}

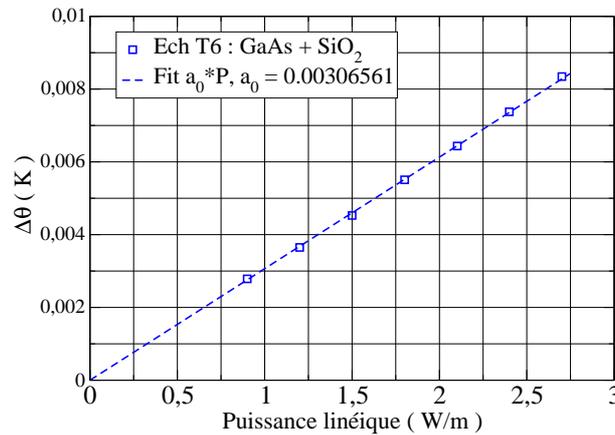


FIGURE 7.9: $\Delta\theta$ en fonction de la puissance linéique pour le témoin T6

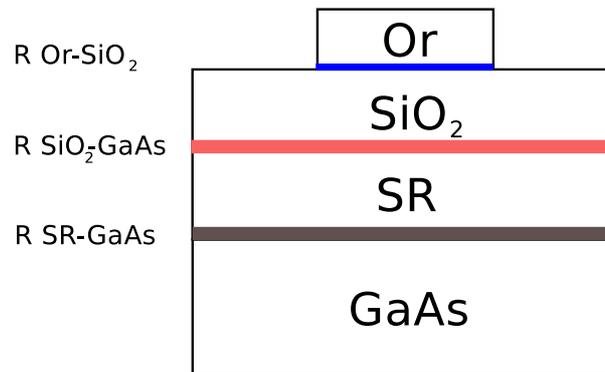
Remarquons que $R_{Témoin}$ est la somme de la résistance thermique de la couche de silice et des deux résistances de contact Or/SiO_2 et $SiO_2/GaAs$. Les résultats obtenus sur ces témoins seront utilisés pour trouver les résistances thermiques de SRs.

	$R_{Temoïn} (m^2K/W)$
T4	$8.88 \cdot 10^{-8}$
T6	$9.38 \cdot 10^{-8}$
T7	$10.2 \cdot 10^{-8}$

TABLE 7.8: Résistance thermique $R_{Temoïn}$ associées aux couches isolantes de SiO_2 .

7.2.2 $(GaAs)_3/(AlAs)_3$. Deux qualités d'interface

Les expériences sont effectuées après dépôt d'une couche de silice identique à celle du témoin T7. La figure 7.10 est une représentation schématique de l'échantillon qui met en évidence toutes les résistances de contact. Remarquons que les deux couches extrêmes du SR sont des couches de $GaAs$. La résistance $SiO_2/GaAs$ sera supposée la même dans le témoin et le SR.

FIGURE 7.10: Représentation schématique des résistances de contact présentes dans d'un bicouche SR/SiO_2

La figure 7.11 nous donne la température moyenne en surface pour les échantillons $(3 \times 3)SR-123$ et $SR-121$, pour une puissance de $3 W/m$ et pour une gamme de fréquences comprises entre 100 Hz et 10 KHz. On constate que les deux échantillons ont des réponses extrêmement voisines. La conductivité thermique du substrat est obtenue grâce à la pente des courbes expérimentales. La courbe bleue est la simulation de la température de surface du substrat, qui est parallèle aux points expérimentaux. Les deux translations $\Delta\theta_1$ et $\Delta\theta_2$ nous permettent de mesurer les résistances thermiques R_{Ech} associées aux bicouches $(SR+SiO_2)$ grâce à l'équation 5.87. Pour la puissance de $3 Wm^{-1}$ on obtient (tableau 7.9) :

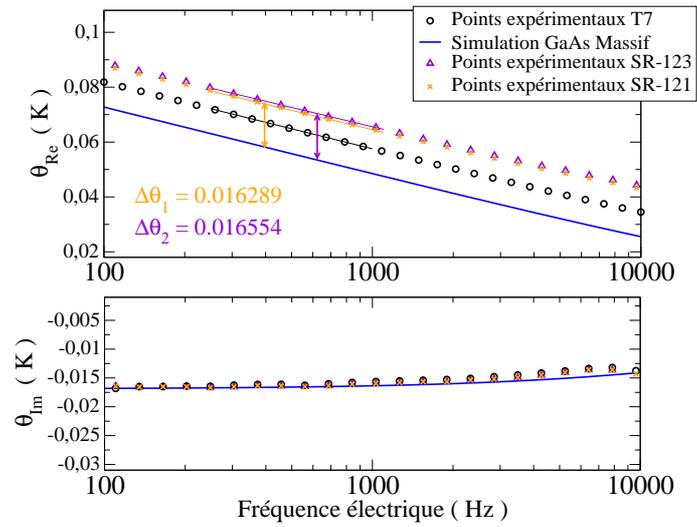
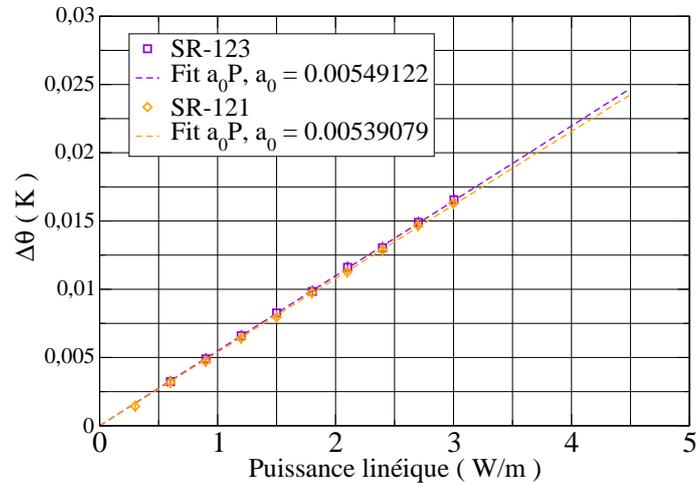


FIGURE 7.11: Température moyenne en surface pour les échantillons SR-123, SR-121 avec une puissance linéique de 3 W/m avec $2b = 31 \mu\text{m}$.

	SR-123	SR-121
$2b \text{ (}\mu\text{m)}$	31.43	31.22
$k_{GaAs} \text{ mesuré (W/m/K)}$	44.48	44.62
$\Delta\theta \text{ (K)}$	0.016554	0.016289
$R_{Ech} \text{ (Km}^2\text{W}^{-1}\text{)}$	$17.32 \cdot 10^{-8}$	$16.96 \cdot 10^{-8}$

TABLE 7.9: Résistance totale du bicouche SR+SiO₂

Les expériences effectuées à différentes puissances linéiques sont rassemblées sur la figure 7.12. La encore, on constate que les deux courbes associées aux deux échantillons sont extrêmement voisines.

FIGURE 7.12: $\Delta\theta_1$ et $\Delta\theta_2$ en fonction de la puissance linéique pour les SRs SR-123 et SR-121

Pour extraire les caractéristiques des SRs, nous devons nous affranchir de la résistance thermique de la silice et des résistances de contact. Pour cela, nous devons soustraire la contribution du témoin T7. Dans cette procédure la résistance de contact SR/GaAs n'est pas éliminée. On mesure donc une conductivité thermique effective $\tilde{k} = e_{SR}/(R_{SR} + R_{SR/GaAs})$.

On trouve donc :

	SR-123	SR-121
k_{GaAs} mesuré (W/m/K)	44.48	44.62
$a_0 = \frac{\langle \Delta\theta \rangle}{P}$	0.00549122	0.00539079
R_{Ech} (Km^2W^{-1})	$17.25 \cdot 10^{-8}$	$16.83 \cdot 10^{-8}$
$R_{Temoïn}$ (Km^2W^{-1})	$10.2 \cdot 10^{-8}$	$10.2 \cdot 10^{-8}$
\tilde{k}_{SR} (W/m/K)	4.25	4.40

TABLE 7.10: Conductivités thermiques effectives des SRs 3×3 obtenues par comparaison avec un témoin, après correction.

On constate que les valeurs des conductivités thermiques effectives sont relativement proches pour les deux échantillons élaborés à différentes températures. Pour obtenir la conductivité du SR réelle, il faudra tenir d'éventuelles résistances de contact telle que $R_{SR/GaAs}$ que nous essayerons d'évaluer grâce des échantillons d'épaisseur variable (Voir paragraphe 7.3).

7.2.3 $(GaAs)_8/(AlAs)_8$. Deux qualités d'interface

Le protocole expérimental est identique à celui cité précédemment pour $(GaAs)_3/(AlAs)_3$. Le témoin utilisé est T6.

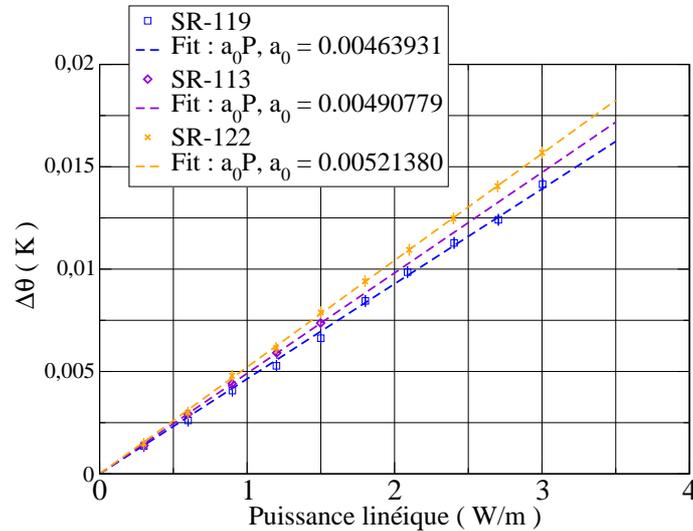


FIGURE 7.13: $\Delta\theta$ en fonction de la puissance linéique pour les SRs 8×8 SR-119, SR-113 et SR-122

La figure 7.13, nous donne la valeur du $\Delta\theta$ en fonction de la puissance injectée, en orange nous avons le SR-122 en violet le SR-113 et en bleu le SR SR-119.

	SR-119	SR-113	SR-122
$2b$ (μm)	30.58	30.43	30.95
k_{GaAs} mesuré ($W/m/K$)	46.23	46.29	46.09
$a_0 = \frac{\langle \Delta\theta \rangle}{P}$	0.00463931	0.00490779	0.0052138
R_{Ech} (Km^2W^{-1})	$14.187 \cdot 10^{-8}$	$14.969 \cdot 10^{-8}$	$16.137 \cdot 10^{-8}$
$R_{Temoi n}$ (Km^2W^{-1})	$9.38 \cdot 10^{-8}$	$9.38 \cdot 10^{-8}$	$9.38 \cdot 10^{-8}$
\tilde{k}_{SR} ($Wm^{-1}K^{-1}$)	9.24	8.03	6.71

TABLE 7.11: Conductivités thermiques effectives des SRs 8×8 obtenues par comparaison avec un témoin.

Nous avons placé dans le le tableau 7.11, la valeur du coefficient directeur des droites de la figure 7.13, ainsi que la valeur de la conductivité thermique \tilde{k}_{SR} des SRs. Cette dernière a été obtenue en utilisant le témoin T6. Nous observons une variation de conductivité thermique importante entre SR-119 (temp. croissance= $500^\circ C$) et SR-122 (temp. croissance= $630^\circ C$). Nous reviendrons sur ces résultats ultérieurement (Voir paragraphe 7.4.3).

7.2.4 $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$. Deux qualités d'interface

Nous avons étudié la conductivité thermique des SRs de type $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$ présentant deux qualités d'interface. La méthode de mesure est identique à celle utilisée précédemment sur les 3×3 et 8×8 . Le témoin utilisé est T6

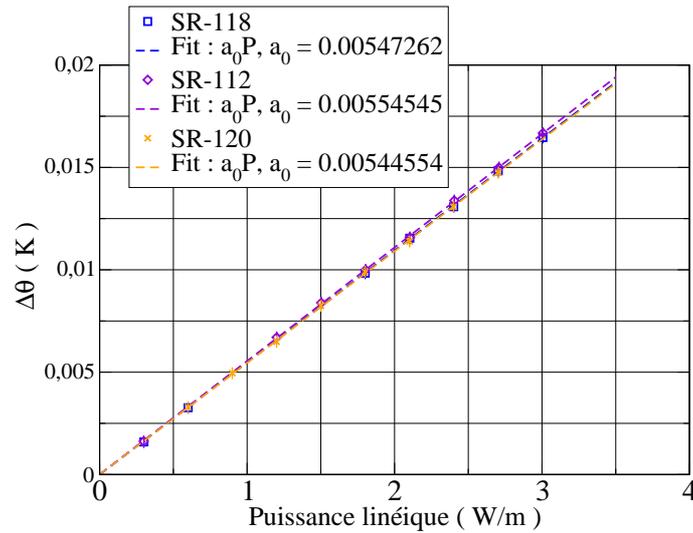


FIGURE 7.14: $\Delta\theta$ en fonction de la puissance linéique pour les SRs SR-118, SR-112 et SR-120

La figure 7.14, nous donne la valeur de $\Delta\theta$ en fonction de la puissance injectée, en orange le SR-120 en violet le SR-112 et en bleu le SR-118.

	SR-118	SR-112	SR-120
$2b$ (μm)	31.23	30.80	30.95
k_{GaAs} mesuré ($W/m/K$)	45.55	46.03	47.77
$a_0 = \frac{\langle \Delta\theta \rangle}{P}$	0.00547262	0.00554545	0.00544554
R_{Ech} (Km^2W^{-1})	$17.092 \cdot 10^{-8}$	$17.166 \cdot 10^{-8}$	$17.041 \cdot 10^{-8}$
$R_{Témoin}$ (Km^2W^{-1})	$9.38 \cdot 10^{-8}$	$9.38 \cdot 10^{-8}$	$9.38 \cdot 10^{-8}$
\tilde{k}_{SR} $Wm^{-1}K^{-1}$	14.37	14.41	14.79

TABLE 7.12: Conductivités thermiques effectives des SRs 20×20 obtenues par comparaison avec un témoins.

Nous observons que les conductivités thermiques des SRs SR-118 (temp. croissance= $500^\circ C$), SR-112 (temp. croissance= $540^\circ C$) et SR-115 (temp. croissance= $630^\circ C$) sont quasiment égales.

7.2.5 Conclusion

Nous avons rassemblé nos différents résultats à température ambiante sur la figure 7.15, sur laquelle nous avons placé la valeur la conductivité thermique \tilde{k}_{SR} des différents SRs $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ en fonction de n .

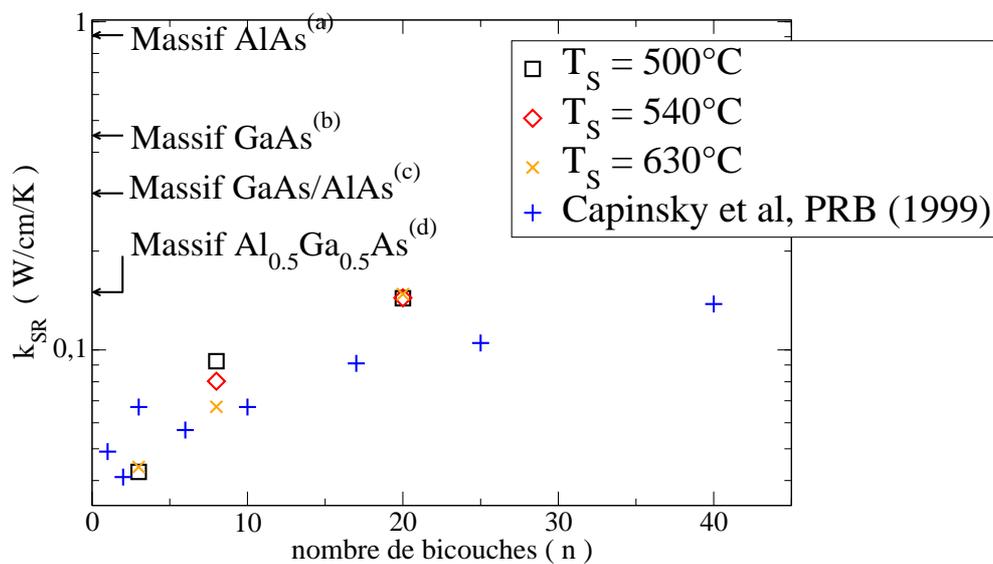


FIGURE 7.15: Conductivité thermique effective à température ambiante en fonction de n pour un SR de type $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ avec $n = 3, 8$ et 20 , et avec des qualités d'interface différentes. (a) [66], (b) [65], (c) [2] et (d) [1]

Nous constatons que la conductivité thermique de $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ est 10 fois plus petite que celle du $GaAs$ massif. En outre, la conductivité thermique augmente avec la période. Ces observations sont en accord avec les observations précédentes d'autres auteurs [1], [2].

La conductivité de $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ et $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$ est insensible à la qualité des interfaces. Par contre, dans le cas des $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ nous observons une variation significative de la conductivité thermique selon la qualité des interfaces.

Pour valider ces résultats, nous allons mesurer les conductivités par une autre méthode et mesurer les résistances thermiques en fonction de l'épaisseur du SR. Ceci permettra également de mesurer les différentes résistances de contact.

7.3 Conductivité thermique et résistances de contact pour les échantillons $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ avec $n = 3, 8$, à température ambiante

La méthode de comparaison présentée précédemment ne permet pas de s'affranchir de toutes les résistances de contact. Pour mesurer de façon indépendante les résistances de contact et la conductivité thermique du SR, nous allons étudier des séries présentant des épaisseurs de SR variables. Remarquons que ce protocole est assez lourd car il nécessite l'étude d'un grand nombre d'échantillons.

7.3.1 SRs $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ présentant différentes épaisseurs

Échantillon	l (mm)	$2b$ (μm)	α_R (K^{-1})	T_s ($^{\circ}C$)	e_{SiO_2} (nm)	e_{SR} (nm)
SR-150p	1	10.19	0.0206017	500	115	252
	3	30.45	0.0205122	500	115	252
SR-150p	1	10.39	0.0199769	630	115	252
	3	30.38	0.0202144	630	115	252
SR-200p	1	10.22	0.0225120	500	115	336
	3	30.48	0.0223445	500	115	336
SR-200p	1	10.37	0.0214638	630	115	336
	3	30.32	0.0216872	630	115	336
SR-250p	1	10.08	0.0229561	500	115	420
	3	30.22	0.0227805	500	115	420
SR-250p	1	9.94	0.0219914	630	115	420
	3	30.25	0.0215425	630	115	420
SR-300p	1	11.07	0.0196277	500	115	504
	3	31.17	0.0207866	500	115	504
SR-300p	1	10.72	0.0207460	630	115	504
	3	30.70	0.0211993	630	115	504

TABLE 7.13: Caractéristiques des super-réseaux $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ avec deux qualités d'interface, T_s : température de croissance

Échantillon	l (mm)	$2b$ (μm)	α_R (K^{-1})	e_{SiO_2} (nm)
T27	1	10.21	0.0228256	115
	3	30.48	0.0233135	115
T28	1	9.820	0.0253176	115
	3	30.16	0.0244429	115
T31	1	9.87	0.0238374	115
	3	29.90	0.0219557	115
T32	1	10.54	0.0241144	115
	3	30.77	0.0246826	115

TABLE 7.14: Caractéristiques des témoins

Les tableaux 7.13 et 7.14, nous donnent les caractéristiques des échantillons de type $GaAs + [(GaAs)_3/(AlAs)_3]_{e_{SR}} + SiO_2$ et des témoins, sur lesquels nous avons déposé deux transducteurs de largeur différente. En utilisant la méthode à deux transducteurs exposée dans les paragraphes 5.3 et 5.4, nous pouvons déduire la valeur de la résistance thermique de la couche du SR.

Pour un échantillon de super-réseau la résistance totale s'écrit :

$$R_{Ech} = R_{Or/SiO_2} + R_{SiO_2} + R_{SiO_2/SR} + R_{SR} + R_{SR/GaAs} \quad (7.8)$$

où R_{SiO_2} et R_{SR} sont deux résistances thermiques de couche et toutes les autres sont des résistances de contact. Posons $R^* = R_{Or/SiO_2} + R_{SiO_2} + R_{SiO_2/SR} + R_{SR/GaAs}$ et $R_{SR} = \frac{e_{SR}}{k_{SR}}$. On a :

$$R_{Ech} = R^* + \frac{e_{SR}}{k_{SR}} \quad (7.9)$$

L'équation 7.9 permet d'obtenir la conductivité thermique du SR et de l'ensemble R^* des résistances de contact et de la résistance thermique R_{SiO_2} , sans l'utilisation de témoin. Pour cela, nous disposons de séries de 4 échantillons présentant des épaisseurs différentes et des qualités d'interface identiques. La figure 7.16 donne la valeur de la résistance totale en fonction de l'épaisseur du SR, pour deux qualités d'interface différentes.

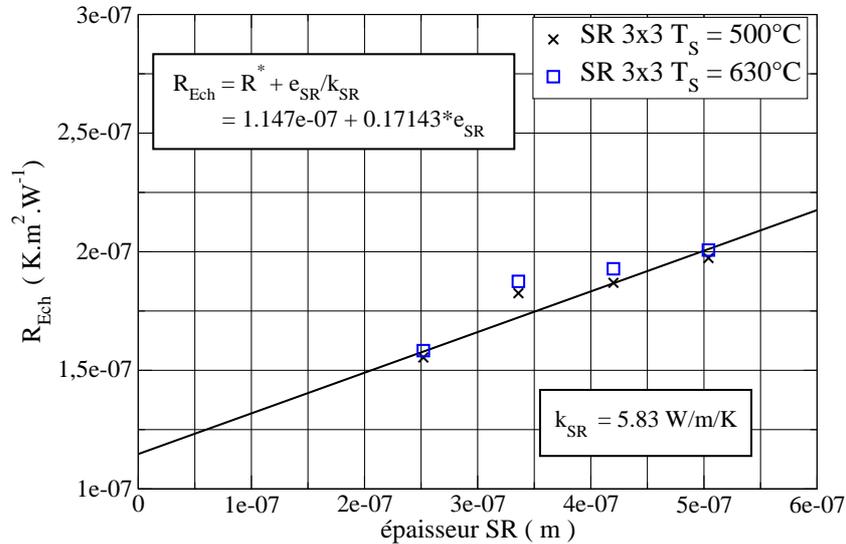


FIGURE 7.16: Résistance R_{ech} en fonction de l'épaisseur des SRs, pour deux qualités d'interface, $R^* = 1.147 \cdot 10^{-07} \text{ K.m}^2.\text{W}^{-1}$

La pente de la résistance en fonction de l'épaisseur nous donne la valeur de la conductivité. Nos mesures sont dispersées et les points ne sont pas parfaitement alignés. Ceci peut-être du à un dépôt de silice non uniforme ou à des résistances de contact variant d'un échantillon à l'autre. La précision sur la valeur de la conductivité est donc médiocre. Une estimation de la conductivité du super-réseau 3×3 est : $5.8 \pm 1.5 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Néanmoins, la comparaison de deux échantillons de même épaisseur avec des qualités d'interface différentes confirme que la valeur de la conductivité thermique des $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ ne dépend pas de la qualité de l'interface. La première série de SR $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ avec deux rugosités différentes étudiée au paragraphe précédent a été réalisée 18 mois avant la seconde série d'échantillons présentée dans ce paragraphe. Le fait de retrouver ce résultat sur des séries d'échantillons différentes confirme la reproductibilité de la fabrication et l'insensibilité de la conductivité à l'état des interfaces.

Dans le paragraphe 7.2.2, nous avons mesuré une conductivité effective de $4.3 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$. Cette valeur est compatible avec une conductivité réelle de $5.8 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ trouvée ici, compte tenu de la forte incertitude dans cette série de mesures.

7.3.2 SRs $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ présentant différentes épaisseurs.

Nous disposons d'une série d'échantillons de SR de type $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ présentant différentes épaisseurs, avec une seule qualité d'interface. Nous allons utiliser la même procédure que celle développée au paragraphe précédent. Grâce à cette série, nous serons capables de calculer directement la valeur de la conductivité thermique du SR $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ ainsi que la valeur de $R_{SR/GaAs}$

Les tableaux 7.15 et 7.16 nous donnent les caractéristiques des différents échantillons de SRs et des témoins.

Échantillon	l (mm)	$2b$ (μm)	α_R (K^{-1})	e_{SiO_2} (nm)
T24	1	12.80	0.0312441	80
	3	33.63	0.0324148	80
T25	1	12.36	0.0312363	80
	3	33.26	0.0310380	80

TABLE 7.15: Caractéristiques des témoins

Échantillon	l (mm)	$2b$ (μm)	α_R (K^{-1})	e_{SiO_2} (nm)	e_{SR} (nm)	T_s ($^{\circ}C$)
SR-100-p	1	12.33	0.0334131	80	444	500
	3	32.96	0.0340782	80	444	500
SR-150-p	1	12.43	0.0288910	80	888	500
	3	33.50	0.0294612	80	888	500
SR-200-p						
	3	33.40	0.0298874	80	666	500
SR-250-p	1	12.30	0.0326345	80	1110	500
	3	33.00	0.0332499	80	1110	500

TABLE 7.16: Caractéristiques des super-réseaux $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ avec une interface parfaite

La figure 7.17 représente la variation de la résistance R_{Ech} en fonction de l'épaisseur du SR, mesurée par la méthode des deux transducteurs. Nous remarquons que les points sont parfaitement alignés, ce qui conduit à une bonne précision de la conductivité thermique réelle k_{SR} et la résistance R^* . En utilisant l'équation 7.9, nous trouvons $k_{SR} = 9.5 Wm^{-1}K^{-1}$ et $R^* = 1.15 \cdot 10^{-7} Km^2W^{-1}$.

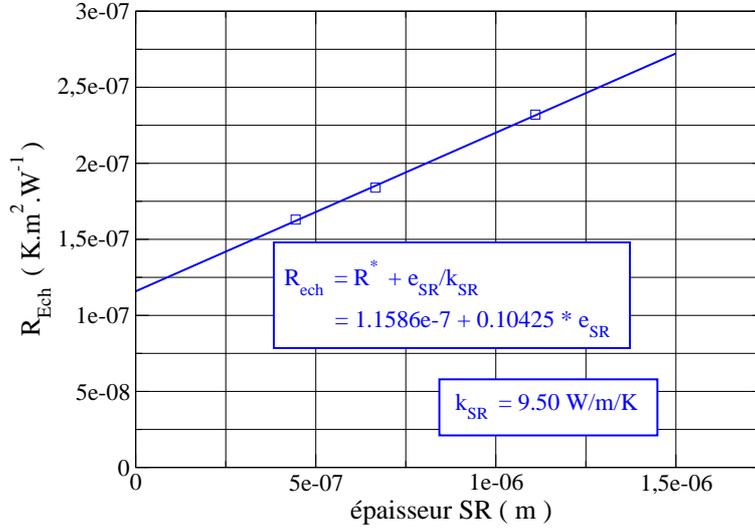


FIGURE 7.17: Résistance totale en fonction de l'épaisseur du SR $(GaAs)_8/(AlAs)_8$. Une seule qualité d'interface

Pour connaître la valeur de la résistance de contact $R_{SR/GaAs}$, il suffit de soustraire à R_{Ech} la contribution du témoin ($R_{Temoïn} = 9.5 \cdot 10^{-8} K m^2 W^{-1}$). En effet, la mesure de la résistance thermique d'un échantillon témoin comprend toutes les résistances de contact ($R_{SiO_2/GaAs}$, R_{Or/SiO_2}) et la résistance thermique de la silice (R_{SiO_2}) :

$$R_{Temoïn} = R_{Or/SiO_2} + R_{SiO_2} + R_{SiO_2/GaAs} \quad (7.10)$$

En supposant que d'un échantillon à l'autre les différentes résistances sont identiques on a (7.8) - (7.10) :

$$R_{Ech} - R_{Temoïn} = R_{SiO_2/SR} + R_{SR} + R_{SR/GaAs} - R_{SiO_2/GaAs}$$

Comme l'élaboration des SRs commence par quelques monocouches de $GaAs$, on a $R_{SiO_2/SR} = R_{SiO_2/GaAs}$. Alors :

$$R_{Ech} - R_{Temoïn} = R_{SR} + R_{SR/GaAs} \quad (7.11)$$

posons : $\Delta R = R_{Ech} - R_{Temoïn}$

Donc :

$$\Delta R = \frac{e_{SR}}{k_{SR}} + R_{SR/GaAs} \quad (7.12)$$

On peut tracer ΔR en fonction de l'épaisseur pour estimer la valeur de la résistance de contact $R_{SR/GaAs}$ entre le SR et le substrat (Voir figure 7.18). Les résultats sont rassemblés dans le tableau 7.17.

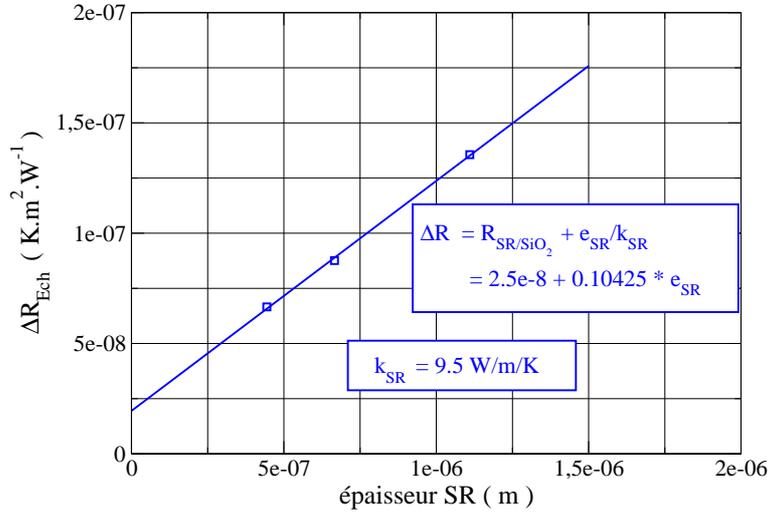


FIGURE 7.18: ΔR en fonction de l'épaisseur du SR $(GaAs)_8/(AlAs)_8$. Une seule qualité d'interface

$k_{SR} (W/m/K)$	9.5
$R_{SR/GaAs} (Km^2W^{-1})$	$2.5 \cdot 10^{-8}$

TABLE 7.17: Conductivité thermique réelle de $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ et résistance d'interface $R_{SR/GaAs}$

7.3.3 Conclusion

L'étude de $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ a permis d'estimer la résistance de contact $R_{SR/GaAs}$ pour cette série d'échantillons. L'étude de $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ en fonction de l'épaisseur du SR, n'a pas permis de déterminer de manière précise sa conductivité. Néanmoins nous avons étudié 4 échantillons 3×3 d'épaisseurs différentes et trouvé que les résistances thermiques ne dépendaient pas de la qualité des interfaces. La contribution des SRs à la résistance totale étant importante, les mesures sur les 4 échantillons d'épaisseurs différentes confirment l'insensibilité de la conduction thermique à la qualité des interfaces.

7.4 Conductivité thermique des SRs à basse température

Le libre parcours moyen des phonons est sensible à la température (voir paragraphe 3.2). Ainsi, dans *GaAs*, le libre parcours moyen passe de 20 nm à 200 nm lorsque la température varie de 300 K à 100 K. Nous avons donc effectué des expériences à basse température (100 K < T < 300 K) afin de modifier les contributions relatives des processus intrinsèques et non intrinsèques.

Dans une expérience 3ω la profondeur de pénétration thermique est un paramètre important puisque la température moyenne de la piste varie selon les conditions aux limites sur la face arrière de l'échantillon. Ceci rend difficile les exploitations des résultats en dessous de 100 K. La profondeur de pénétration thermique μ et le libre parcours moyen l des phonons sont donnés dans le tableau 7.18 pour deux températures et une fréquence électrique de 100 Hz :

$$\mu = \sqrt{\frac{D}{2\omega}} \quad \text{Diffusivité } D = \frac{k}{\rho C} \quad , \omega = 2\pi F \quad (7.13)$$

$$l_{ph} = \frac{3k}{\rho C_v} \quad \text{libre parcours moyen des phonons} \quad (7.14)$$

Température (K)	k_{GaAs} ($Wm^{-1}K^{-1}$)	C_{GaAs} ($Jkg^{-1}K^{-1}$)	D_{GaAs} (m^2s^{-1})	μ (μm)	l_{ph} (nm)
300	45	327	$2.58 \cdot 10^{-05}$	158	20
100	197	199	$1.86 \cdot 10^{-04}$	390	190

TABLE 7.18: Estimation de la profondeur de pénétration thermique μ à 100 Hz, et du libre parcours moyen des phonons l_{ph} dans *GaAs*

7.4.1 Couche de silice à basse température

Dans un premier temps, nous allons étudier le cas d'une couche mince de silice d'épaisseur 109 nm déposée sur un substrat de *GaAs* de 500 μm

Échantillon	l (mm)	$2b$ (μm)	e_{SiO_2} (nm)
T26	1	9.74	109
	3	29.95	109

7.4.1.1 Caractérisation électrique de la piste

L'échantillon est placé sous vide dans un cryostat à circulation d'hélium, la régulation de température se faisant à l'aide d'un contrôleur de marque Lakeshore, par l'intermédiaire de

deux capteurs de température, l'une placé à la sortie de l'hélium et l'autre placé en contact avec le porte-échantillon.

Nous mesurons la résistance électrique R de la piste en fonction de la température (avec un pas de mesure fixé à 0.01 K) et nous en déduisons la valeur de dR/dT entre 10 et 300 K. (Voir figure 7.19).

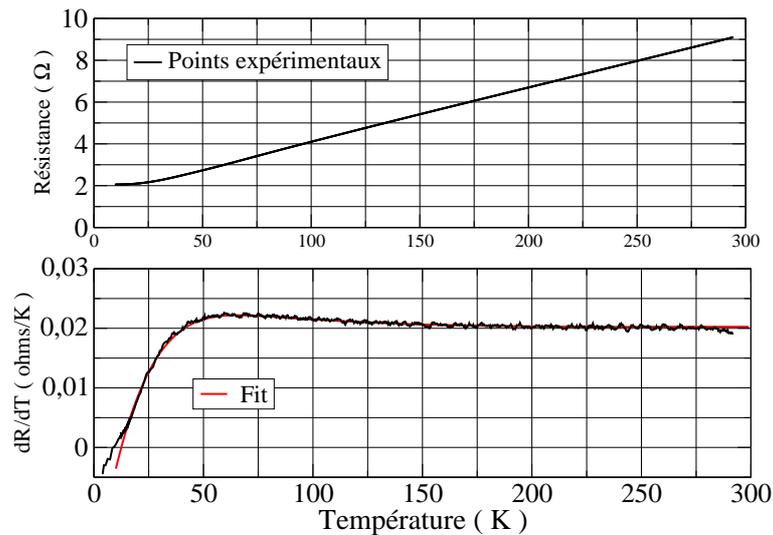


FIGURE 7.19: Résistance d'une piste de largeur $\sim 10 \mu m$ et valeur du coefficient thermique $\alpha_R = dR/dT$ en fonction de la température pour l'échantillon T26

La figure 7.19 nous donne la valeur de la résistance R ainsi que la valeur de dR/dT , pour une piste de largeur $2b$ égale à $9.74 \mu m$.

7.4.1.2 Conductivité thermique effective

Nous avons procédé à une expérience 3ω à 100 K que nous comparons à une expérience à température ordinaire (300 K). Les figures 7.20 et 7.21, nous donnent la valeur de la température moyenne des pistes pour un échantillon de type $GaAs + SiO_2$, pour deux largeurs de piste (10 et $30 \mu m$), pour deux températures (100 et 300 K), pour une puissance linéique de $1 W/m$.

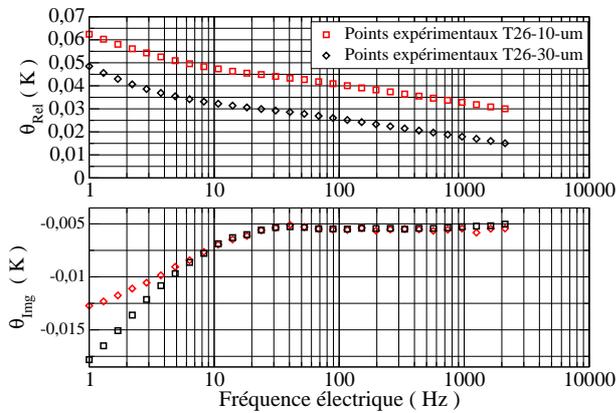


FIGURE 7.20: Température moyenne des pistes de largeur 10 et 30 μm , à 300 K (échantillon T26)

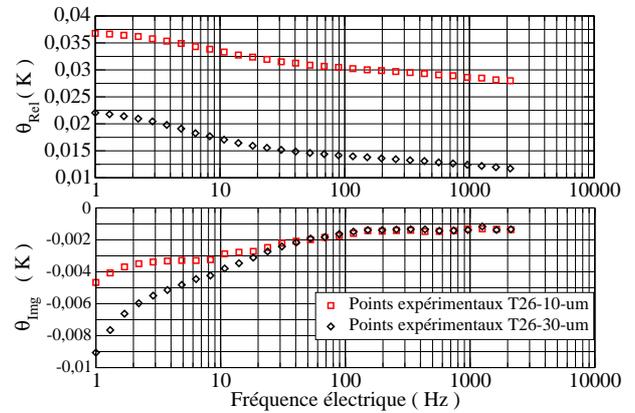


FIGURE 7.21: Température moyenne des pistes de largeur 10 et 30 μm , à 100 K (échantillon T26)

A partir des figures 7.20 et 7.21, il est possible d'extraire la valeur de la conductivité thermique du substrat *GaAs* à 300 et 100 K, grâce au domaine linéaire toujours présent à basse température. Nous pourrions donc faire des mesures dans une gamme de températures comprises entre 100 et 300 K (voir paragraphe 5.2.2.2). En comparant les deux figures, on observe une diminution de la valeur de la pente à basse température, ce qui implique une augmentation de la conductivité du *GaAs*. De plus, grâce au décalage engendré par la différence de largeur des deux pistes, il est possible d'extraire la valeur de la conductivité thermique effective de la couche de silice, par l'utilisation des formules du paragraphe 5.3 du chapitre 5. Nous rappelons

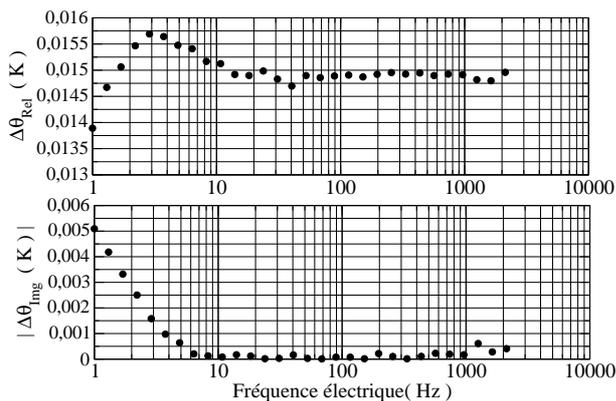


FIGURE 7.22: Différence des températures obtenues pour les pistes des 10 et 30 μm , à 300 K. (échantillon T26)

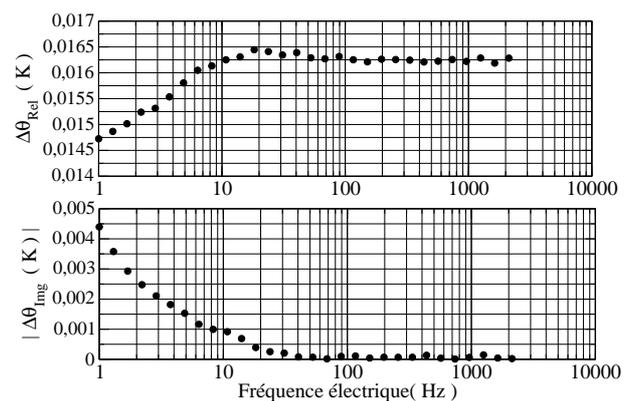


FIGURE 7.23: Différence des températures obtenues pour les pistes des 10 et 30 μm , à 100 K. (échantillon T26)

que la conductivité thermique effective inclut les résistances de contact. Les figures 7.22 et

7.23, nous donnent la valeur du décalage de la température entre les pistes de largeur 9.74 et 29.95 μm en fonction de la fréquence électrique, pour deux températures d'expériences. Nous remarquons que cette différence est constante entre 100 et 1000 Hz, ce qui nous permet, grâce à la formule 5.94 d'obtenir la valeur de la résistance thermique de la silice.

Nous avons effectué les mêmes expériences pour des températures comprises entre 100 et 300 K. Nous obtenons ainsi la conductivité thermique de *GaAs* et de la silice en fonction de la température. La figure 7.24, nous donne la valeur de la conductivité thermique du *GaAs* massif mesurée dans une gamme de température 100 et 300 K. Les valeurs trouvées ont été ajustées par une loi de puissance, avec des paramètres en très bon accord avec ceux de la littérature [28] [65]. La figure 7.25 représente les variations de la conductivité thermique effective de la couche de silice en fonction de la température. Les résultats sont compatibles avec ceux de la littérature [41].

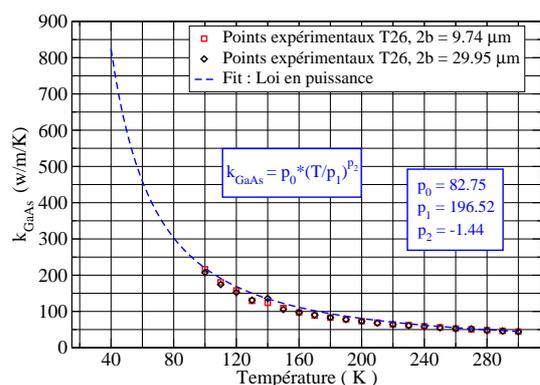


FIGURE 7.24: Conductivité thermique de *GaAs* en fonction de la température

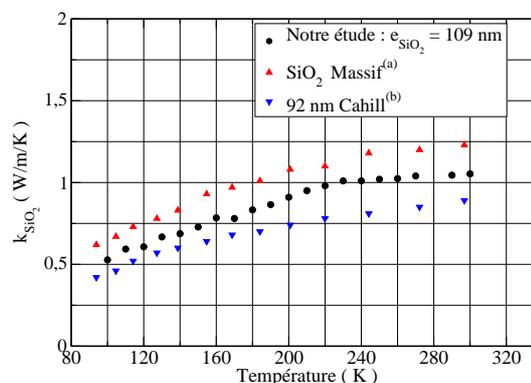


FIGURE 7.25: Conductivité thermique effective d'une couche de silice de 109 nm déposée sur un substrat de *GaAs*, comparée à celle du massif *SiO2*, (a) [36]; (b) [41]

7.4.1.3 Conductivité thermique réelle et résistances de contact.

Nous allons maintenant mesurer la valeur de la somme des résistances de contact $R_{Or/SiO_2} + R_{SiO_2/GaAs}$ en fonction de la température. Pour cela nous allons reprendre la série d'épaisseur variable du paragraphe 7.1, comportant quatre épaisseurs de silice.

Les figures 7.26 et 7.27, nous donnent la valeur de la résistance R_{Total} :

$$R_{Total} = R_{Or/SiO_2} + R_{GaAs/SiO_2} + \frac{e_{SiO_2}}{k_{SiO_2}} \quad (7.15)$$

en fonction de l'épaisseur de silice pour deux températures d'expérience. L'ordonnée à l'origine nous donne la valeur des résistances de contact et la pente de la droite, la valeur de la

Échantillon	l (mm)	$2b$ (μm)	α_R (K^{-1})	e_{SiO_2} (nm)
T34	1	11.85	0.0370311	380
T40	1	11.90	0.0363725	190
T36	1	11.50	0.0353345	109
T38	1	11.70	0.0358673	99

TABLE 7.19: Caractéristiques de la série de couches de silice à épaisseur variable et des transducteurs

conductivité thermique réelle de la silice.

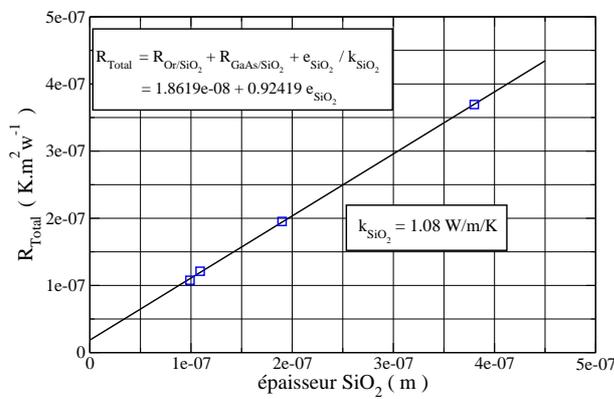


FIGURE 7.26: Résistance R_{Total} en fonction de l'épaisseur de silice à 300 K

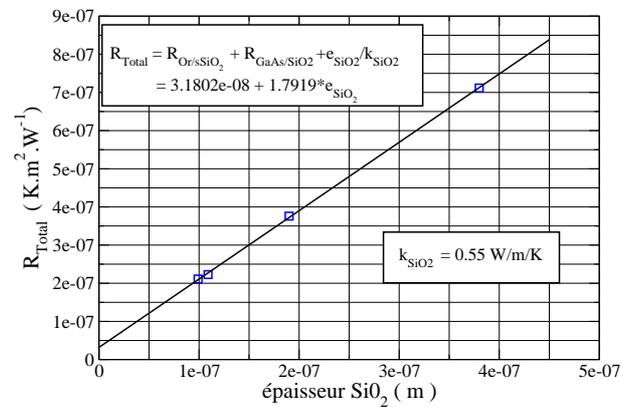


FIGURE 7.27: Résistance R_{Total} en fonction de l'épaisseur de silice à 100 K

Les figures 7.28 et 7.29 rassemblent nos résultats en fonction de la température. Nous constatons que la résistance de contact $R_{Or/SiO_2} + R_{GaAs/SiO_2}$ est quasiment constante entre 100 et 300 K. Ce résultat est compatible avec les résultats d'autres auteurs [41]. Ils observent une variation faible (facteur 2) de $R_{Or/SiO_2} + R_{Si/SiO_2}$ entre 90 et 300 K. Nous avons également tracé sur la figure 7.28 la résistance totale R_{Total} . La contribution de la silice à R_{Total} est prépondérante.

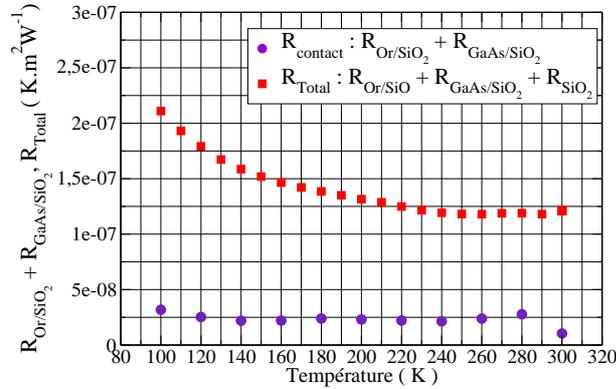


FIGURE 7.28: Valeur de $R_{Or/SiO_2} + R_{SiO_2/GaAs}$ et R_{Total} pour une couche de 109 nm de silice en fonction de la température

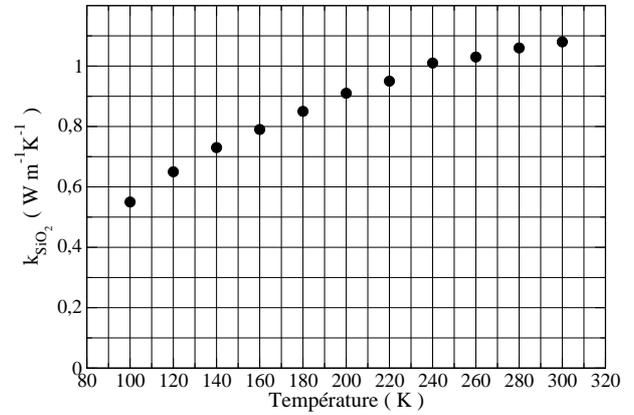


FIGURE 7.29: Conductivité thermique réelle d'une couche de silice

7.4.2 $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ à basse température. Deux qualités d'interface

Nous allons dans cette partie reprendre la série d'échantillons du type $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ avec deux qualités d'interface et une épaisseur de SR variable (voir tableau 7.13) avec leur témoin T26. La largeur des pistes est fixée à $\sim 10 \mu m$ et la puissance linéique est de $1 W/m$ pour tous les échantillons. Nous utilisons la procédure de mesure développée au paragraphe 7.4.1.3, en mesurant la valeur de la résistance thermique totale R_{Ech} pour chaque épaisseur de SR.

$$R_{Ech} = R_{Or/SiO_2} + R_{SiO_2} + R_{SiO_2/GaAs} + R_{SR/GaAs} + \frac{e_{SR}}{k_{SR}} \quad (7.16)$$

Les figures 7.30 et 7.31 illustrent nos mesures pour 100 et 300 K.

Nous pouvons extraire la valeur de la conductivité thermique des SRs ainsi que la somme

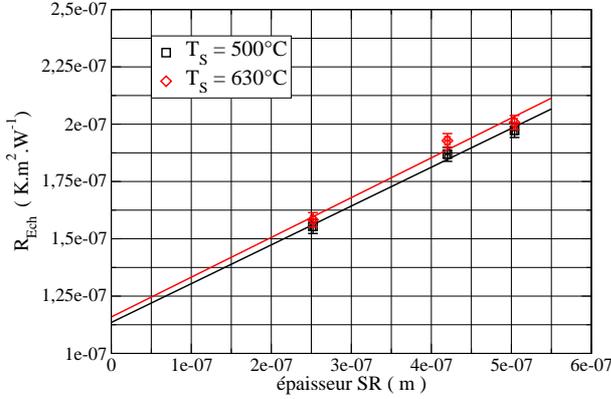


FIGURE 7.30: Résistance R_{Ech} en fonction de l'épaisseur du SR à 300 K. T_S : température de croissance du SR

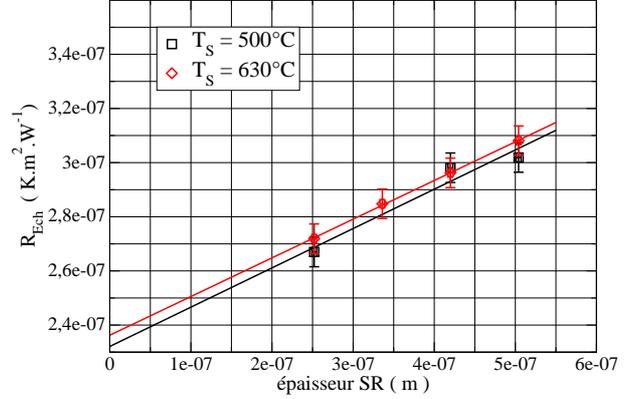


FIGURE 7.31: Résistance R_{Ech} en fonction de l'épaisseur du SR à 100 K. T_S : température de croissance du SR

des résistances de contact en ajustant les points expérimentaux par une régression linéaire (équation 7.16). Pour tenir compte d'éventuelles fluctuations d'épaisseurs de la couche de silice entre les différents échantillons, nous avons introduit une barre d'erreur sur R_{Ech} correspondant à la résistance de ± 3 nm de silice. Cette incertitude est plus grande pour des expériences à 100 K ($\Delta R_{Ech} = \pm 0.54 \cdot 10^{-8} \text{ Km}^2\text{W}^{-1}$) qu'à 300 K ($\Delta R_{Ech} = \pm 0.30 \cdot 10^{-8} \text{ Km}^2\text{W}^{-1}$). Le tableau 7.20 nous donne la valeur de la conductivité thermique du SR et des résistances de contact.

Température	T_S (K)	R^* (Km^2W^{-1})	k_{SR} (W/m/K)
300 K	500	$1.13 \cdot 10^{-7} \pm 0.3 \cdot 10^{-7}$	5.90 ± 0.43
	630	$1.15 \cdot 10^{-7} \pm 0.3 \cdot 10^{-7}$	5.76 ± 0.42
100 K	500	$2.32 \cdot 10^{-7} \pm 0.545 \cdot 10^{-7}$	6.88 ± 1.02
	630	$2.36 \cdot 10^{-7} \pm 0.545 \cdot 10^{-7}$	6.99 ± 1.05

TABLE 7.20: Valeur de la conductivité thermique des SRs et de $R^* = R_{Or/SiO_2} + R_{SiO_2} + R_{SiO_2/GaAs} + R_{SR/GaAs}$. T_S est la température de croissance.

Les figures 7.32 et 7.33 rassemblent nos mesures en fonction de la température. La résistance de contact $R_{SR/GaAs}$ a été obtenue par comparaison avec le témoin T26.

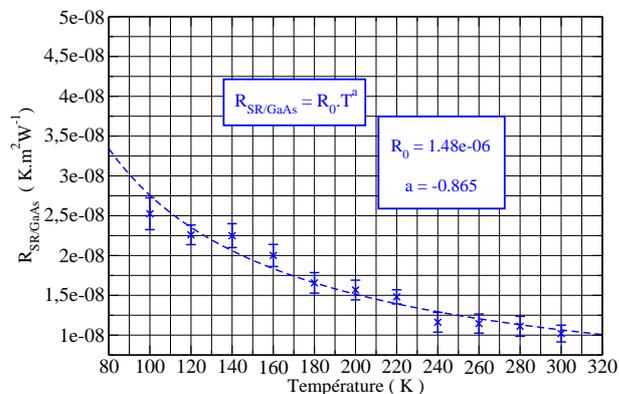


FIGURE 7.32: Résistance de contact $R_{SR/GaAs}$ en fonction de la température

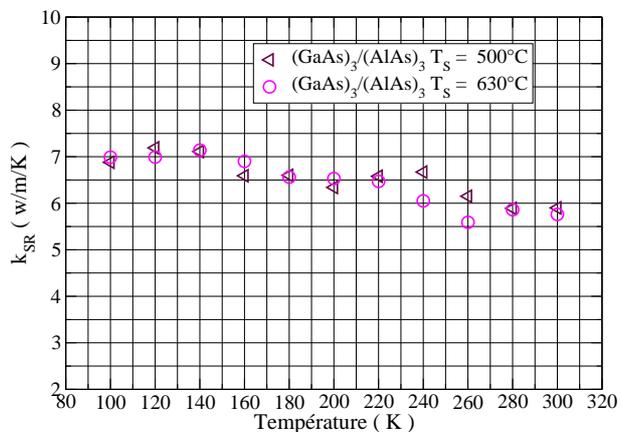


FIGURE 7.33: Conductivité thermique des SRs de type $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ avec deux qualités d'interface

Nous remarquons sur la figure 7.32 que la résistance de contact $R_{SR/GaAs}$ diminue d'un facteur deux lorsque la température augmente de 100 à 300 K. La figure 7.33 montre une faible variation de la conductivité thermique des SRs en fonction de la température et cela quelque soit la qualité de l'interface. En outre les conductivités des deux SRs $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ avec des qualités d'interface différentes sont identiques sur toute la gamme de température. L'incertitude sur la valeur de conductivité est due à l'épaisseur de silice sur l'échantillon témoin T26, $\Delta k_{SR} = \pm 1 Wm^{-1}K^{-1}$ à 100 K et $\Delta k_{SR} = \pm 0.5 Wm^{-1}K^{-1}$ à 300 K.

7.4.3 $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ à basse température. Deux qualités d'interface

Nous allons dans cette partie, mesurer la conductivité thermique effective des SRs de type $(GaAs)_8/(AlAs)_8$, avec deux qualités d'interface. Nous utilisons la méthode de comparaison avec un témoin. Les caractéristiques de ces SRs se trouvent dans le tableau 7.6. Le témoin associé est T4 dont les caractéristiques sont regroupées dans le tableau 7.7.

La figure 7.34 montre la résistance totale $R_{Ech} = R_{Or/SiO_2} + R_{SiO_2} + R_{SiO_2/GaAs} + R_{SR/GaAs} + \frac{e_{SR}}{k_{SR}}$, en fonction de la température, de deux SRs avec des qualités d'interface différentes. Nous observons une différence entre les deux résistances. Après soustraction du témoin nous obtenons les conductivités effectives des SRs présentées dans la figure 7.35. Nous observons une différence importante entre les deux SRs qui augmente lorsque la température décroît.

Nous pensons en réalité que cette différence provient d'un artefact. En effet, nous avons observé lors de nos mesures de profilométrie une forte inhomogénéité de l'épaisseur de la couche de silice. Une variation de ± 5 nm a été observée sur l'ensemble des échantillons présents lors du dépôt. Sur la figure 7.34 nous avons tracé la différence de résistance entre les deux échantillons (ronds bleus). Cette différence et son comportement en température correspondent à la

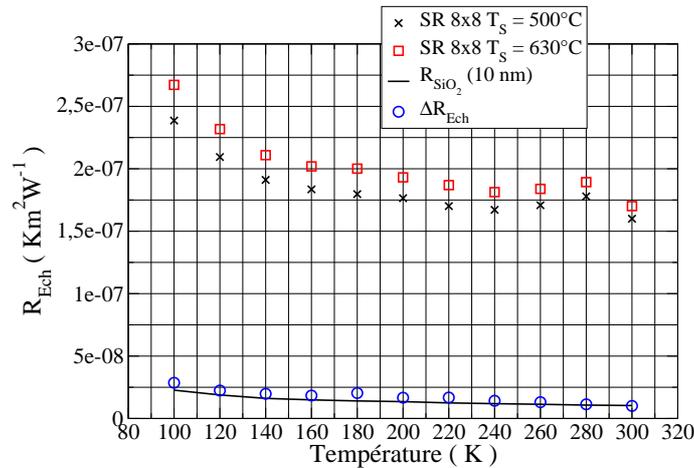


FIGURE 7.34: Résistance total thermique R_{Ech} des SRs de type $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ avec deux qualités d'interface et Résistance de 9 nm de silice

résistance de 10 nm de silice (ligne continue). Par conséquent, les différences observées sur la figure 7.35 peuvent s'expliquer en admettant qu'il existe une variation de 10 nm de silice entre les deux échantillons

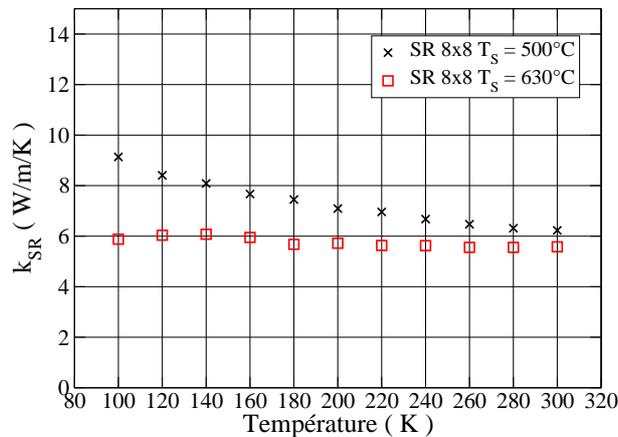


FIGURE 7.35: Conductivité thermique effective des SRs de type $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ avec deux qualités d'interface

7.4.4 $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$ à basse température. Deux qualités d'interface

Nous mesurons dans cette partie, la conductivité thermique effective des SRs de type $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$, avec deux qualités d'interface. Nous utilisons la méthode de comparaison avec un témoin. Les caractéristiques de ces SRs se trouvent dans le tableau 7.6. Le témoin associé est T4 dont les caractéristiques sont regroupées dans le tableau 7.7. Les figures 7.36 et

7.37 nous donnent la valeur de la résistance totale R_{Ech} et la conductivité thermique en fonction de la température pour deux types de SRs $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$.

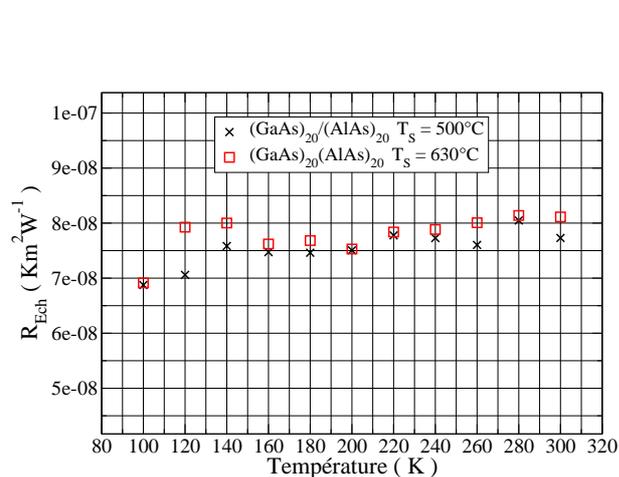


FIGURE 7.36: Résistance totale R_{Ech} en fonction de la température

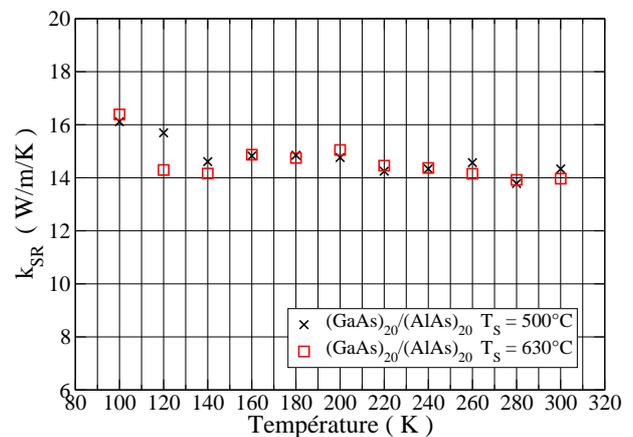


FIGURE 7.37: Conductivité thermique des SRs de type $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$ avec deux qualités d'interface

L'erreur associé à la valeur de la conductivité thermique est de $\pm 0.5 Wm^{-1}K^{-1}$ à 300 K et de $\pm 1 Wm^{-1}K^{-1}$ à 100 K. Cette incertitude est dûe essentiellement au manque de précision sur l'épaisseur de silice présente sur l'échantillon témoin T4. Nous constatons que, aux incertitudes de mesures près, les conductivités des deux échantillons $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$ élaborés à 500 et 630 °C sont identiques sur toute la gamme de température.

7.4.5 Conclusion

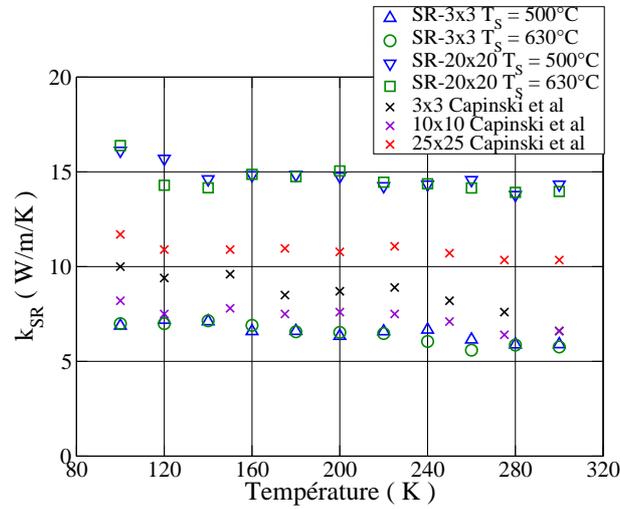


FIGURE 7.38: Conductivité thermique effective des SRs de type avec deux qualités d'interface en fonction de la température

Nous avons rassemblé sur la figure 7.38 les variations de conductivité thermique en fonction de la température, pour des SRs de type $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ et $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$, présentant deux qualités d'interface. Les résultats concernant $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ ne sont pas représentés car l'incertitude est trop grande. Nous avons également reporté les résultats de Capinsky *et al* [2]. Les variations en température sont très faibles et conformes aux observations de Capinsky. Sur toute la gamme de température, nous n'observons pas de différence entre les échantillons présentant deux qualités d'interface différentes.

CHAPITRE 8

Conclusions

Les mesures de spectroscopie Raman montrent que nous disposons de deux familles de super-réseaux $(GaAs)_n(AlAs)_n$. Une première famille, élaborée à $500^\circ C$, présente des interfaces abruptes. La deuxième, élaborée à $630^\circ C$, présente des interfaces non-abruptes, que nous avons caractérisées par une certaine largeur.

Les mesures de conductivité thermique faites dans $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ ($n = 3, 8, 20$) montrent une forte réduction de la conductivité par rapport à la valeur moyenne des constituants. Par rapport à GaAs, la conductivité de $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ est réduite d'un facteur 8 à température ambiante et d'un facteur 30 à 100K. Pour $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$, la réduction est d'un facteur 3 à 300 K et d'un facteur 12 à 100 K. Ces résultats sont en accord avec les données obtenues précédemment par d'autres auteurs et par une autre technique [2].

Nos résultats sur $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ et $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$ ne mettent pas en évidence une dépendance de la conductivité avec la qualité des interfaces sur toute la gamme de température (100 à 300 K). Dans le cas de $(GaAs)_8/(AlAs)_8$, nous observons une différence entre les échantillons présentant différentes qualité d'interface. Toutefois, cette différence est vraisemblablement due à un artefact et n'est donc pas significative.

Le libre parcours moyen l_{GaAs} des phonons thermiques dans GaAs peut être évalué grâce à la formule cinétique $k = Cvl/3$ (voir paragraphe 3.2). Toner et Maris ont montré que cette formule sous-estimait le libre parcours moyen d'un facteur 2.5 environ [67]. Ainsi, on peut estimer : $l_{GaAs} \sim 100 \text{ nm}$ à 300 K et $l_{GaAs} \sim 500 \text{ nm}$ à 100 K. Par ailleurs, la période des super-réseaux est 1.7, 4.5 et 11.3 nm, pour $n=3, 8, 20$ respectivement. l_{GaAs} est donc très supérieur à la période des super-réseaux étudiés. Dans ce régime de "faible période", les effets de repliement devraient être importants dans des super-réseaux à interfaces parfaites. On s'attend également à ce que le transport soit sensible à la qualité des interfaces. En effet, on considère usuellement que les défauts diminuent la durée de vie des phonons et diminuent donc la conductivité.

De façon surprenante, nos résultats indiquent que le transport thermique perpendiculairement aux couches n'est pas sensible à la qualité des interfaces. Ceci suggère que la vision actuelle d'une interface diffusant les phonons et réduisant donc fortement la conductivité doit peut-être être réexaminée. De ce point de vue, il serait intéressant d'étudier une interface unique et mesurer l'effet de la rugosité. Il serait également intéressant de compléter nos

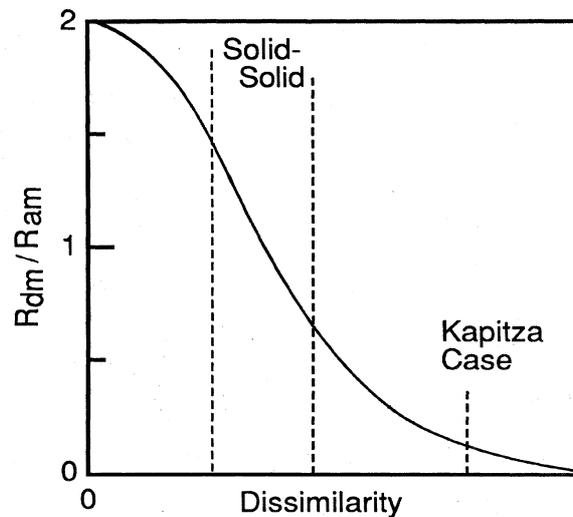


FIGURE 8.1: Rapport des résistances thermiques d'interface dans les modèles AMM et DMM, en fonction du contraste élastique entre les matériaux. D'après [68].

mesures par des expériences donnant la conductivité parallèlement aux couches.

La transmission de chaleur au-travers d'une interface est un phénomène complexe qui n'est pas encore bien compris. Deux modèles simples sont couramment proposés : le modèle AMM ("acoustic mismatch model") et le modèle DMM ("diffuse mismatch model"). Le modèle AMM considère qu'un phonon incident est diffusé de façon spéculaire vers un état qui est la superposition de phonons réfléchi, transmis, converti et réfléchi, converti et transmis. La proportion des différents modes est calculée dans le cadre de la mécanique des milieux continus, à partir des relations de continuité au passage de l'interface (continuité des déplacements et des contraintes). Seuls les phonons incidents à l'intérieur d'un certain cône sont transmis. À l'inverse, le modèle DMM considère que les phonons incidents sont diffusés de façon diffuse dans tout l'espace, indépendamment de leur direction d'incidence. La probabilité de transmission est liée à la différence de densité d'états dans les milieux de part et d'autre de l'interface. Ces deux mécanismes (AMM et DMM) introduisent une certaine résistance thermique d'interface. Toutefois, Swartz et Pohl ont souligné que la résistance "DMM" pouvait être soit supérieure, soit inférieure à la résistance "AMM", selon la valeur du contraste élastique entre les deux milieux [68]. La figure 8.1 résume leurs remarques.

A priori, le modèle AMM est applicable à des interfaces parfaites, ne présentant pas de défauts. Par contre, le modèle DMM semble plus approprié en présence de défauts. Ainsi, la résistance thermique d'une interface "rugueuse" pourrait être soit plus petite (cas de milieux très différents), soit plus grande (milieux quasi-identiques) que la résistance thermique d'une interface "parfaite". Pour des milieux ayant des propriétés élastiques légèrement différentes, les deux modèles donnent des résultats voisins, ce qui semble indiquer que la présence de défauts

ne modifie pas sensiblement la transmission des phonons thermiques. Ces considérations s'appliquent à l'interface entre deux milieux semi-infinis (c'est-à-dire plus épais que le libre parcours moyen des phonons). Elles ne sont donc pas directement applicables aux super-réseaux. Néanmoins de tels effets pourraient exister. Une étude par dynamique moléculaire récente, à laquelle nous avons participé, indique que la transmission de la chaleur est très sensible à la nature exacte des défauts aux interfaces. Ainsi, la présence d'îlots monocouches tend à augmenter la résistance, alors que des îlots bicouches ou une couche d'interdiffusion tend à la diminuer [69]. D'autres études expérimentales et théoriques sont nécessaires, mais ce point pourrait peut-être être une piste pour expliquer nos résultats expérimentaux.

Relations de dispersion

Description

Dans cette annexe je me suis intéressé à la propagation d'une onde dans la direction z (direction de croissance) dans les Super-Réseaux de type $(GaAs)_n/(AlAs)_n$, avec comme valeur de $n = 1, 3, 8, 20$ et dans des matériaux massifs tels que $GaAs$ et $AlAs$.

A.1 Courbe de dispersion : Massif et SR parfait

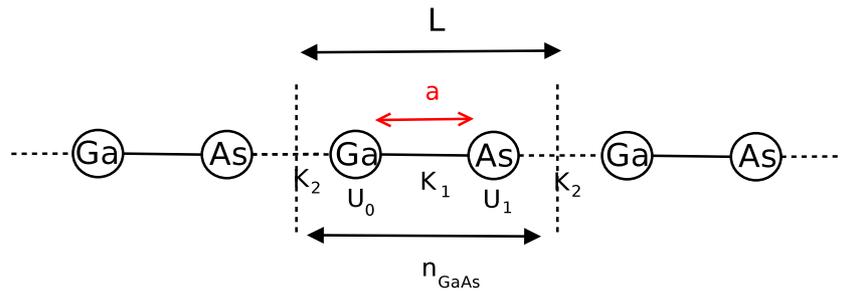


FIGURE A.1: Maille d'un échantillon massif de $GaAs$ dans la direction z

En prenant comme origine l'atome se trouvant au centre de la maille, nous allons écrire les forces agissant sur cette atome en ne tenant compte que des atomes les plus proches. Et répéter la procédure pour tous les atomes présents dans la maille. La distance entre les premiers voisins est de $\sim \sqrt{2} \text{ \AA}$.

Dans le cas où $n_{GaAs} = 2$ et $n_{AlAs} = 0$, c'est-à-dire lorsque la maille L comprend 2 atomes, (ce cas précis est celui du massif), on peut former la matrice dynamique tel que :

$$\begin{pmatrix} K_1 + K_2 - m_0 \omega^2 & -(K_1 + K_2 e^{-iq}) \\ -(K_1 + K_2 e^{iq}) & K_1 + K_2 - m_1 \omega^2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_0 \\ a_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

La diagonalisation de la matrice dynamique $D(q)$ pour une valeur de q donnée permet d'obtenir les valeurs propres (relation de dispersion) et les modes propres de vibration. Dans le cas d'une onde longitudinal $K = K_1 = K_2$ et dans le cas d'une onde transversale $K_1 \neq K_2$

- m_0 : masse moléculaire $Ga = 69.72 \text{ amu}$ (resp $Al = 26.98 \text{ amu}$)
- m_1 : masse moléculaire $As = 74.92 \text{ amu}$
- K : constante d'interaction $1.5694e6 \text{ amu cm}^{-2}$
- K_1 : constante d'interaction $2.3815e6 \text{ amu cm}^{-2}$
- K_2 : constante d'interaction $0.2345e6 \text{ amu cm}^{-2}$

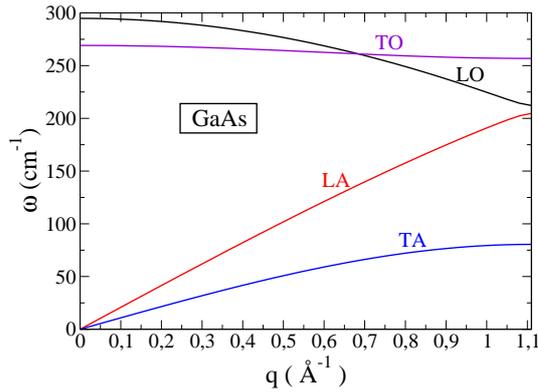


FIGURE A.2: Courbes de dispersion du $GaAs$ dans la direction z

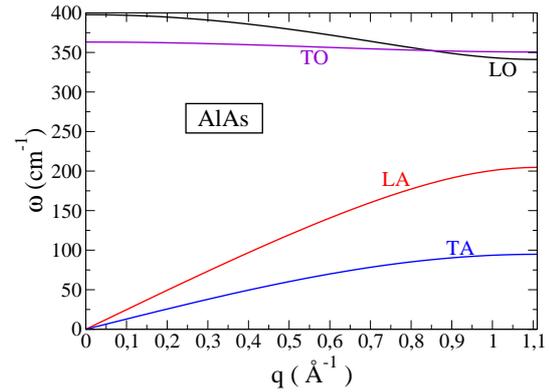


FIGURE A.3: Courbes de dispersion du $AlAs$ dans la direction z

Les figures A.2 et A.3, nous donnent les courbes de dispersion dans le cas d'un matériau massif tel que la $GaAs$ et le $AlAs$, nous avons également reporté sur ces figures les points expérimentaux de ces courbes [23]. La figure A.4 représente les vitesses de groupe dans la direction z , on constate que la vitesse des phonons de la branche optique est négligeable devant celle des phonons acoustiques.

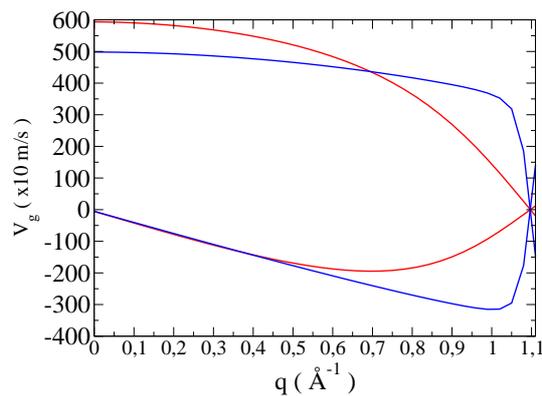


FIGURE A.4: Vitesse de groupe dans $GaAs$ et $AlAs$ dans la direction z

Dans le cas de SR $(GaAs)_n/(AlAs)_n$, avec comme valeur de $n = 1, 3, 8, 20$, les matrices sont :

$$\begin{bmatrix}
 b_0 & b_k & 0 & \dots & \dots & \dots & -Ke^{-ikL} \\
 b_k & b_1 & b_0 & 0 & \dots & \dots & 0 \\
 0 & b_k & b_2 & b_k & 0 & \dots & 0 \\
 \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\
 \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\
 \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\
 0 & \dots & 0 & b_k & b_n & b_k & 0 \\
 0 & \dots & \dots & 0 & b_k & b_{n+1} & b_k \\
 -Ke^{ikL} & \dots & \dots & \dots & 0 & b_k & b_{n+2}
 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ a_n \\ a_{n+1} \\ a_{n+2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.2})$$

avec

$$- b_0 = 2K - m_0\omega^2 \dots$$

$$- b_k = -K$$

Pour l'échantillon $(GaAs)_3/(AlAs)_3$, la taille de matrice est de 12x12, de 32x32 pour l'échantillon $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ et de 80x80 pour l'échantillon $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$

Bibliographie

- [1] T. Yao. *Thermal properties of GaAs/AlAs superlattices*. Appl. Phys. Lett. 51, 1798 (1987). 5, 111, 143, 147
- [2] H. J. Maris, T. Ruf, M. Cardona, K. Ploog, W. S. Capinski and D. S. Katzer. *Thermal conductivity measurement of GaAs/AlAs superlattices using a picosecond optical pump and probe technique*. Physical Review B 59, 8105 (1999). 5, 8, 111, 128, 129, 143, 147
- [3] X. Y. Yu, A. V. G. Chen and J. S. Smith. *Temperature dependence of thermophysical properties of GaAs/AlAs periodic structure*. App. Phys. Lett 67, 3554 (1995). 5
- [4] W. S. Capinski and H. J. Maris. *Thermal conductivity of GaAs/AlAs superlattices*. Physica B Condensed Matter 219, 699 (1996). 5
- [5] S. Y. Ren and J. D. Dow. *Thermal conductivity of superlattices*. Physical review B. 25, 3750 (1982). 6
- [6] P. Hyldgaard and G. D. Mahan. *Phonon superlattice transport*. Physical Review B 56, 10754 (1997). 6
- [7] Y. Tanaka, S. Ichiro Tamura and H. J. Maris. *Phonon group velocity and thermal conduction in superlattices*. Physical Review B 60, 2627 (1999). 6, 8, 19, 20
- [8] R. J. R. W. E. Bies and H. Ehrenreich. *Phonon dispersion effects and the thermal conductivity reduction in GaAs/AlAs superlattices*. Journal of applied physics 88, 1498 (2000). 6, 7
- [9] A. Ward and D. A. Broido. *Intrinsic lattice thermal conductivity of Si/Ge and GaAs/AlAs superlattices* 77, 245328 (2008). 6, 7, 10, 143
- [10] G. Chen and M. Neagu. *Thermal conductivity and heat transfer in superlattices*. Appl. Phys. Lett. 71, 2761 (1997). 7
- [11] S. Z. D-Y Yao C.J. Kim X.Y. Zheng Z.I Liu G. Chen and K. Wang. *Heat conduction in alloy-based superlattices*. International Conference on Thermoelectrics (1998). 7
- [12] S. M. Lee and D. Cahill. *Thermal conductivity of Si/Ge superlattices*. Appl. Phys. Lett. 70, 2957 (1997). 8
- [13] M. V. Simkin and G. D. Mahan. *Minimum Thermal Conductivity of Superlattices*. Physical Review Letters 84, 927 (2000). 8
- [14] B. Yang and G. Chen. *Partially coherent phonon heat conduction in superlattices* 67, 195311 (2003). 8
- [15] H. J., Maris, K. Imamura, Brian, C. Daly and S. Tamura. *Molecular dynamics calculation of the thermal conductivity of superlattices*. Physical review B. 66, 024301 (2002). 9, 10, 143

- [16] K. Termentzidis, S. Merabia, P. Chantrenne and P. Koblinski. *Cross-plane thermal conductivity of superlattices with rough interfaces using equilibrium and non-equilibrium molecular dynamics* 54, 2014 (2011). 9, 10, 143
- [17] K. Imamura, Y. Tanaka, N. Nishiguchi, S. Tamura and H. J. Maris. *Lattice thermal conductivity in superlattices : molecular dynamics calculations with a heat reservoir method* 15, 8679 (2003). 10
- [18] K. Termentzidis, P. Chantrenne and P. Koblinski. *Nonequilibrium molecular dynamics simulation of the in-plane thermal conductivity of superlattices with rough interfaces* 79, 214307 (2009). 10
- [19] C. Kittel. *Physique de l'état solide*. 13, 14, 15, 25, 81
- [20] A. S. Barker, J. L. Merz and A. C. Gossard. *Study of zone-folding effects on phonons in alternating monolayers of GaAs/AlAs*. Phys. Rev. B 17, 3181 (1978). 19
- [21] A. S. Barker and A. J. Sievers. *Optical studies of the vibrational properties of disordered solids*. Rev. Mod. Phys. 47, S1 (1975). 19
- [22] D. A. Young and H. J. Maris. *Lattices dynamical calculation of the kapitza resistance between fcc lattices*. Physical review B. 40, 3685 (1989). 19
- [23] P. Giannozzi and S. Gironcoli. *ab initio calculation of phonon dispersion in semiconductor*. Phys. rev. B 43, 7231 (1991). 20, 87, 134
- [24] J. M. Ziman. *Thermal conduction in solids* (1976). 23
- [25] M. G. Holland. *Analysis of lattice thermal conductivity*. Phys. Rev. 132, 2461 (1963). 23, 25, 26, 149
- [26] J. Callaway. *Model for lattice thermal conductivity at low temperatures*. Phys. Rev. 113, 1046 (1959). 24, 25
- [27] M. Asheghi and K. Kurabayashi. *Thermal conduction in doped single-crystal silicon films* (2002). 25
- [28] M. G. Holland. *Phonon scattering in semiconductors from thermal conductivity studies*. Physical Review 134, A471 (1964). 25, 121
- [29] P. G. Klemens. *Thermal resistance due to point defects at high temperatures*. Phys. Rev. 119, 507 (1960). 25
- [30] D. R. and. *Epitaxie par jets moléculaires de nanostructures isolées de germanium sur silicium*. Ph.D. thesis (2006). 34, 144
- [31] T. Murotani, T. Shimano and S. Mitsui. *Growth temperature dependence in molecular beam epitaxy of gallium arsenide*. J. of Crystal Growth 41, 302 (1978). 34
- [32] F. Alexandre, N. Duhamel, P. Ossart, J. Masson and C. Meillerat. *Problem related to the mbe growth at high substrate temperature for GaAs/Ga(1-x)Al(x)As double heterostructure lasers*". J. de Physique 43, C5 (1982). 34

- [33] J.-M. Baribeau. *Évaluation et contrôle des interfaces dans les hétéro-structures silicium-germanium*. J.PHYS. IV FRANCE . 6, 96 (1997). 34
- [34] M. Cardona and al al al al. *Electronic and vibration structure of the GaAs/AsAl superlattice*. Phys. Rev. B 36, 5906 (1987). 34
- [35] D. G. Cahill. *Thermal conductivity measurement from 30 to 750 K : the 3 ω method*. Review of Scientific Instruments 61, 802 (1990). 39, 47, 62, 65, 66
- [36] D. G. Cahill and R. O. Pohl. *Thermal conductivity of amorphous solids above the plateau*. Physical review B. 35, 4067 (1987). 39, 121, 147
- [37] D. Fournier, J. Duquesne and C. Frétygny. *Analytical solutions of the heat diffusion equation for 3 ω method geometry*. Applied Physics 108, 086104 (2010). 47
- [38] S. Shin. *Influence of upper layer on measuring thermal conductivity of multilayer thin films using differential 3 ω method*. Science Direct 517, 933 (2008). 54
- [39] Z. L. Wang, D. W. Tang and X. H. Zheng. *Simultaneous determination of thermal conductivities of thin film and substrate by extending 3 ω method to wide-frequency range*. Applied Surface Science 253, 9024 (2007). 54, 57, 58
- [40] S. Ahmen, R. Liske, T. Wunderer, M. aleonhardt aleonhardt aleonhardt aleonhardt, R. Ziervogel, C. Fansler, T. Grotjohn, J. Asmussen and T. Schuelke. *Extending the 3 ω methode to the mhz range for thermal conductivity measurements of diamand thin films*. Elsevier 15, 389 (2006). 54, 66
- [41] S. M. Lee and G. Cahill. *Heat transport in thin dielectric films*. Journal Appl Phys 81, 2590 (1996). 55, 121, 122, 147
- [42] B. Lenoir, A. Jacquot and A. Dauscher. *Numerical simulation of the 3 ω method for measuring the thermal conductivity*. Journal of Appl Phys 91, 4733 (2002). 66
- [43] E. Svoukis, M. Pervolaraki, R. Saint-Martin, G. I. Athanasopoulos and J.Giapintzakis. *Thermal conductivity of Ni, Co and Fe doped La(5)Ca(9)Cu(24)O(41) thin films measured by the 3 ω method*. Elsevier, Thin Solid Films p. 1 (2009). 66
- [44] R. Zybala, K. T. Wojciechowski and R. Mania. *Appllication of dlc layers in 3 ω thermal conductivity methode*. Journal of Achievelents in Materials and Manufacturing Engineering 37, 512 (2009). 66
- [45] A. R. Kumar, T. Borca-Tasciuc and G. Chen. *Data redcutin in 3 ω method for thin-film thermal conductivity determination*. Rev. Sci. Ins. 72, 2139 (2001). 66
- [46] J. R.-V. J. Alvarez-Quintana. *Extension of the 3 ω methode to measure the thermal conductivity of thin films without a reference sample*. ScienceDirect 142 (2007). 67
- [47] R. David and R. Richardt. *Formation et controle des couches minces* (1970), dunod edition. 75
- [48] P. Broquet and V. Nguyen. *Variations avec la température de la résistivite des couches mince d'or*. Surface Science. 6, 98 (1967). 78

- [49] A. F. J. H. Kim and D. Novatny. *Application of the 3ω thermal conductivity measurement method to a film substrate of finite thickness*. Journal of applied physics 86, 3959 (1999). 81
- [50] S. Guha, Q. Cai, M. Chandrasekhar and H. R. Chandrasekhar. *Photoluminescence of short-period GaAs/AlAs superlattices : A hydrostatic pressure and temperature stud*. Phys. Rev. B 58, 7222 (1998). 85
- [51] A. Regreny. *Growth and interface characterization of GaAs/GaAlAs superlattices*. Rev. Phys. Appl. 22, 273 (1987). 85
- [52] E. F. S. T. D. H. R. F. Kopf and R. S. Becker. *Photoluminescence of GaAs quantum wells grown by molecular beam epitaxy with growth interruptions*. Appl. Phys. Lett. 58, 4121 (1990). 85
- [53] A. E. Bruchhausen. *Amplificacion de la dispersion raman en sistemas nanoestructurados*. Ph.D. thesis (2008). 85, 87
- [54] B. Jusserand and D. Paquet. *Comment on resonance raman scattering by confined LO and TO phonons in GaAs/AlAs superlattices*. Phys. Rev. Lett. 56, 1752 (1986). 87
- [55] C. Colvard, T. A. Gant, M. V. Klein, R. Merlin, R. Fischer, H. Morkoc and A. C. Gossard. *Folded acoustic and quantized optic phonons in (GaAl)As superlattices*. Phys. Rev. B 31, 2080 (1985). 87
- [56] B. Jusserand, F. Mollot, J.-M. Moison and G. L. Roux. *Atomic-scale roughness of GaAs/AlAs interfaces a raman scattering study of asymmetrical short-period superlattices*. Appl. Phys. Lett. 57, 560 (1990). 87, 91
- [57] B. Jusserand. *Communication privée*. 87
- [58] A. Bruchhausen, A. Fainstein, B. Jusserand and R. André. *Resonant raman scattering by CdTe quantum-well-confined optical phonons in a semiconductor microcavity*. Phys. Rev. B 73, 085305 (2006). 87, 91
- [59] G. Armelles and P. Castrillo. *Interface structure of GaAs/AlAs superlattices grown on [113] surfaces : Raman scattering studies*. Solid State Communications 64, 613 (1995). 87
- [60] B. Jusserand and F. Mollot. *Long range gallium segregation in the AlAs layers of GaAs/AlAs superlattices*. Applied Physics Letters 61, 423 (1992). 87
- [61] B. Jusserand, F. Alexandre, D. Paquet, and G. L. Roux. *Raman scattering characterization of interface broadening in GaAs/AlAs short period superlattices grown by molecular beam epitaxy*. Applied Physics Letters 47, 301 (1985). 87, 91
- [62] L. Colombo and L. Miglio. *Raman response of GaAs/AlAs superlattices with Ga(1-x)Al(x)As*. Superlattices and microstructures 12, 523 (1992). 87
- [63] Chen, Y. S., Shockley and Pearson. *Lattice vibration spectra of GaAs(x)P(1-x) single crystals*. Phys. Rev. 151, 648 (1966). 92

-
- [64] Chang and Mitra. *Optical phonons in Ga(1-x)Al(x)As mixed crystals a modified random element isodisplacement model*. Phys. Rev. B 2, 1215 (1970). [92](#)
- [65] J. S. Blakemore. *Semiconducting and other major properties of gallium arsenide*. Journal of Applied Physics 53, 123 (1982). [98](#), [111](#), [121](#), [147](#)
- [66] J. P. T. Troger B. Schroter J. Holodzey and C. S. Ih. *Thermal conductivity reduction in GaAs/AlAs*. Photonics Tecnology Letters 10, 81 (1998). [111](#), [147](#)
- [67] R. J. Stoner and H. J. Maris. *Kinetic formula for estimating resistive phonon lifetimes*. Phys. Rev. B 47, 11826 (1993). [129](#)
- [68] Swartz and Pohl. *Thermal boundary resistance*. Rev. Mod. Phys. 61, 605 (1989). [130](#), [148](#)
- [69] K. Termentzidis, P. Chantrenne, J.-Y. Duquesne and A. Saci. *Thermal conductivity of GaAs/AlAs and the puzzle of interfaces*. Journal of Physics : Condensed Matter. 22 (2010). [131](#)

Table des figures

2.1	Mesures de Yao [1].	5
2.2	Mesures de Capinsky <i>et al</i> [2].	5
2.3	Calculs de Ward et Broido [9].	7
2.4	Calculs de dynamique moléculaire de Daly <i>et al</i> [15].	9
2.5	Calculs de dynamique moléculaire de Termentzidis <i>et al</i> [16].	9
3.1	Onde polarisée transverse	13
3.2	Onde polarisée longitudinale	13
3.3	Courbe de dispersion pour une chaîne monoatomique avec interaction entre premiers voisins.	15
3.4	Vitesses de groupe et de phase en fonction de q	16
3.5	Représentation d'une chaîne d'atomes constituée de deux types différents d'atomes de masses M_1 et M_2	16
3.6	Ondes transverses optique et acoustique pour une chaîne linéaire diatomique.	18
3.7	Courbes de dispersion pour une chaîne linéaire diatomique de masses $M_1 > M_2$	18
3.8	Super-Réseau périodique avec 4 atomes dans la supermaille. Période $L = L_{GaAs} + L_{AlAs}$, $n_{GaAs}=n_{AlAs} = 1$. $a = 1.4125 \text{ \AA}$	19
3.9	Courbes de dispersion de <i>GaAs</i> et <i>AlAs</i> massifs comparées à celle d'un SR $(GaAs)_1/(AlAs)_1$. La bande 1 (resp 2) correspond au repliement des modes optiques de <i>AlAs</i> (resp <i>GaAs</i>). La bande 3 correspond au repliement des modes acoustiques de <i>GaAs</i> et <i>AlAs</i>	21
3.10	Courbes de dispersion $(GaAs)_1/(AlAs)_1$	21
3.11	Courbes de dispersion $(GaAs)_3/(AlAs)_3$	21
3.12	Courbes de dispersion $(GaAs)_8/(AlAs)_8$	22
3.13	Courbes de dispersion $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$	22
3.14	Vitesse de groupe des phonons dans $(GaAs)_1/(AlAs)_1$	22
3.15	Vitesse de groupe des phonons dans $(GaAs)_3/(AlAs)_3$	22
3.16	Vitesse de groupe des phonons dans $(GaAs)_8/(AlAs)_8$	23
3.17	Vitesse de groupe des phonons dans $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$	23
3.18	Processus d'interaction à trois phonons	25
3.19	Inverses des temps de relaxation à 3 K, en fonction de la pulsation. Polarisation longitudinale	26
3.20	Inverses des temps de relaxation à 300 K, en fonction de la pulsation. Polarisation longitudinale	26
3.21	Libre parcours moyen des phonons longitudinaux dans <i>GaAs</i> pour trois températures et en fonction de la pulsation ω	27

4.1	Structure cristalline Zinc-blende	31
4.2	Super-Réseau $(GaAs)_3/(AlAs)_3$	32
4.3	Schéma de principe de l'épitaxie par jets moléculaires	33
4.4	Déplacement atomique [30]	34
4.5	Réflexion des rayons-x pour un super-réseau $(AlAs)_8/(GaAs)_8$	35
4.6	Principe d'un profilomètre	35
4.7	Retrait localisé du film	36
4.8	Profilométrie d'une marche	36
5.1	Schéma de principe d'un transducteur thermique	39
5.2	Schéma de principe d'une expérience $3\omega_e$, valeurs typiques : $I_0 = 10 mA$, $R_1 = 200 \Omega$, $R_c = 1 \Omega$, $R_o = 20 \Omega$ et $R_e \sim R_0$	41
5.3	Flux ne dépendant que de x	42
5.4	Courbe théorique de la réponse en température (amplitude) d'une piste déposée sur un substrat de SiO_2 massif ($k=1.15 W/m/K$, $2b=30 \mu m$ $D=8.10^{-7}$)	46
5.5	Courbe théorique de la réponse en température (phase) d'une piste déposée sur un substrat de SiO_2 massif ($k=1.15 W/m/K$, $2b=30 \mu m$ $D=8.10^{-7}$)	46
5.6	Température moyenne d'une piste (parties réelle et imaginaire) déposée sur un substrat de SiO_2 massif ($k=1.15 W/m/K$, $D = 8.10^{-7} m^2/s$, $2b=30 \mu m$). La formule 5.32 donne une fréquence $F = \Omega/2\pi = 560 Hz$	46
5.7	Température au sein de l'échantillon pour une fréquence thermique de 1 Hz	48
5.8	Température au sein de l'échantillon pour une fréquence thermique de 100 Hz	48
5.9	Température au sein de l'échantillon pour une fréquence thermique de 1000 Hz	49
5.10	Température au sein de l'échantillon pour une fréquence thermique de 20000 Hz	49
5.11	Image MEB de la section d'une bande métallique)	49
5.12	Transformés de Fourier de l'échantillon, Q_0 : excitation porte ($2b = 30 \mu m$) et Q_1 : excitation trapèze ($2b = 30 \mu m$ et $\Delta b = 1.5 \mu m$)	50
5.13	Température moyenne de la piste pour une excitation trapèze, $2b = 30 \mu m$ et Δb variable	52
5.14	Couche sur substrat	53
5.15	Température moyenne de la piste pour un substrat nu de $GaAs$ et pour une couche de SiO_2 déposée sur $GaAs$	56
5.16	Figure du haut : profondeur de pénétration thermique. Figure du bas : Température moyenne d'une piste de $10 \mu m$. (a) substrat de $GaAs$ infini. (b) substrat de $GaAs$ de $500 \mu m$, face arrière thermalisée. (d) substrat de $GaAs$ face arrière isolée (condition adiabatique). Diffusivité et conductivité thermique $D_0 = 2.5.10^{-5} m/s$, $k = 45.71 w m^{-1} K^{-1}$	59
5.17	Deux couches sur substrat	60
5.18	Configuration étudiée numériquement	62
5.19	Température moyenne de la piste avec un substrat semi-infini $2b = 30 \mu m$	63

5.20	Température moyenne de la piste avec condition adiabatique sur la face arrière du substrat $2b = 30 \mu m$	63
5.21	Température moyenne de la piste avec condition isotherme sur la face arrière $2b = 30 \mu m$	64
5.22	Température de surface avec un substrat semi-infini $2b = 10 \mu m$	65
5.23	Température de surface avec un substrat semi-infini $2b = 2 \mu m$	65
5.24	Température de surface en fonction de x pour une largeur de $2 \mu m$ et $GaAs, SiO_2/GaAs$ et $SiO_2/SR/GaAs$. Fréquence : 1000 Hz	66
5.25	Température de surface pour deux largeurs de piste pour $SiO_2/GaAs$	67
5.26	Comparaison d'un échantillon et de son témoin	69
5.27	Exemple de transducteur thermique.	73
5.28	centrifugeuse d'étalement de la résine photosensible	74
5.29	Principe du lift-off : Réalisation d'un profil en queue d'aronde	74
5.30	Schéma du dispositif de métallisation	74
5.31	Masse d'or en fonction de la distance cible nacelle	76
5.32	Masse d'or en fonction de la résistance choisie, pour une longueur donnée du transducteur 1 mm	76
5.33	Evaporateur	76
5.34	Nacelle	76
5.35	Profil de la piste d'or	77
5.36	Coupe transversale de la piste d'or	77
5.37	Largeur de l'élément chauffant $10 \mu m$ mesurée au MEB	77
5.38	Largeur de l'élément chauffant $30 \mu m$ mesurée au MEB	77
5.39	Profil de l'élément chauffant mesurée au MEB	78
5.40	Profil de l'élément chauffant mesurée au MEB	78
5.41	Résistance d'une piste en fonction de la température : Cercles : points expérimentaux. Ligne : régression linéaire	79
5.42	Résistance en fonction de la température	80
5.43	dR/dT en fonction de la température	80
5.44	α_R en fonction de la température pour différents matériaux : Aluminium, Chrome, Or et or avec une couche d'adhésion en Cr	80
6.1	Rugosité \iff ilot	85
6.2	Coupe transversale de la rugosité	85
6.3	Courbes de dispersion du $GaAs$ et $AlAs$, calculées à partir d'un modèle de chaîne linéaire alternée : annexe A.1	86
6.4	Deux premiers modes optiques confinés dans $GaAs$	86
6.5	Calcul des fréquences des modes LO de $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ à partir de la courbe de dispersion de $GaAs$ massif	87
6.6	Calcul des fréquences des modes LO de $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ $n = 3, 8$ et 20 à partir de la courbe de dispersion de $GaAs$ massif	87

6.7	Spectres Raman pour $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$ pour deux températures de croissance 500 et 637°C en configuration $z(x,y)\bar{z}$ à 80 K	88
6.8	Spectres Raman pour $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$ pour deux températures de croissance 500 et 637°C en configuration $z(x,x)\bar{z}$ à 80 K	88
6.9	Spectres Raman pour $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ pour deux températures de croissance 500 et 637°C en configuration $z(x,y)\bar{z}$ à 80 K	89
6.10	Spectres Raman pour $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ pour deux températures de croissance 500 et 637°C en configuration $z(x,x)\bar{z}$ à 80 K	89
6.11	Spectres Raman pour $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ pour deux températures de croissance 500 et 637°C en configuration $z(x,y)\bar{z}$ à 80 K	89
6.12	Profil de concentration en Al suivant la direction de croissance avec $L = 80$, $n = n_A = n_B = 40$ et $d_0 = 8$	92
6.13	Chaîne linéaire alternées d'un Super-Réseau de type $(GaAs)_3/(AlAs)_3$, avec $L = 6$ monocouches et $n_{GaAs} = n_{AlAs} = n = 3$ monocouches et K constante d'interaction.	92
6.14	Fréquence des modes confinés dans $GaAs$ d'un SR de type $(GaAs)_3/(AlAs)_3$, en fonction de la largeur des interfaces.	93
6.15	Fréquence des modes confinés dans $GaAs$ d'un SR de type $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ en polarisation $z(x,y)\bar{z}$, en fonction de d_0	93
6.16	Fréquence des modes confinés dans $GaAs$ d'un SR de type $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ en polarisation $z(x,x)\bar{z}$, en fonction de d_0	93
6.17	Fréquence des modes confinés dans $GaAs$ d'un SR de type $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$ en polarisation $z(x,y)\bar{z}$, en fonction de d_0	94
6.18	Fréquence des modes confinés dans $GaAs$ d'un SR de type $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$ en polarisation $z(x,x)\bar{z}$, en fonction de d_0	94
7.1	Température moyenne en surface pour l'échantillon T36 : $GaAs + SiO_2$ à une puissance linéique $P = 1 W/m$ en fonction de la fréquence	99
7.2	$\Delta\theta$ en fonction de la puissance linéique pour l'échantillon T36	99
7.3	Points expérimentaux et régression linéaire pour pistes de largeurs 11.50 et 32.60 μm en fonction de la fréquence électrique et pour différentes puissances linéiques	100
7.4	α en fonction de la puissance linéique pour des pistes de largeurs 11.50 et 32.60 μm	101
7.5	β en fonction de la puissance linéique pour des pistes de largeurs 11.50 et 32.60 μm	101
7.6	Représentation schématique des résistances de contact présentes dans un échantillon de silice déposée sur $GaAs$	102
7.7	R en fonction de l'épaisseur de la couche de silice par différentes méthodes	103

7.8	Température moyenne en surface pour le témoin T6 ($GaAs+87$ nm de SiO_2) à une puissance linéique de $3 W/m$ en fonction de la fréquence. La pente nous donne $k_{GaAs} = 44.83 Wm^{-1}K^{-1}$ et le décalage $\Delta\theta$ donne $R_{Témoin} = 9.35 10^{-8} Km^2W^{-1}$	105
7.9	$\Delta\theta$ en fonction de la puissance linéique pour le témoin T6	105
7.10	Représentation schématique des résistances de contact présentes dans d'un bi-couche SR/SiO_2	106
7.11	Température moyenne en surface pour les échantillons SR-123, SR-121 avec une puissance linéique de $3 W/m$ avec $2b = 31 \mu m$	107
7.12	$\Delta\theta_1$ et $\Delta\theta_2$ en fonction de la puissance linéique pour les SRs SR-123 et SR-121 .	108
7.13	$\Delta\theta$ en fonction de la puissance linéique pour les SRs 8×8 SR-119, SR-113 et SR-122	109
7.14	$\Delta\theta$ en fonction de la puissance linéique pour les SRs SR-118, SR-112 et SR-120	110
7.15	Conductivité thermique effective à température ambiante en fonction de n pour un SR de type $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ avec $n = 3, 8$ et 20 , et avec des qualités d'interface différentes. (a) [66] , (b) [65], (c) [2] et (d) [1]	111
7.16	Résistance R_{ech} en fonction de l'épaisseur des SRs, pour deux qualités d'interface, $R^* = 1.147 10^{-07} K.m^2.W^{-1}$	114
7.17	Résistance totale en fonction de l'épaisseur du SR $(GaAs)_8/(AlAs)_8$. Une seule qualité d'interface	116
7.18	ΔR en fonction de l'épaisseur du SR $(GaAs)_8/(AlAs)_8$. Une seule qualité d'interface	117
7.19	Résistance d'une piste de largeur $\sim 10 \mu m$ et valeur du coefficient thermique $\alpha_R = dR/dT$ en fonction de la température pour l'échantillon T26	119
7.20	Température moyenne des pistes de largeur 10 et $30 \mu m$, à $300 K$ (échantillon T26)	120
7.21	Température moyenne des pistes de largeur 10 et $30 \mu m$, à $100 K$ (échantillon T26)	120
7.22	Différence des températures obtenues pour les pistes des 10 et $30 \mu m$, à $300 K$. (échantillon T26)	120
7.23	Différence des températures obtenues pour les pistes des 10 et $30 \mu m$, à $100 K$. (échantillon T26)	120
7.24	Conductivité thermique de $GaAs$ en fonction de la température	121
7.25	Conductivité thermique effective d'une couche de silice de 109 nm déposée sur un substrat de $GaAs$, comparée à celle du massif SiO_2 , (a) [36]; (b) [41]	121
7.26	Résistance R_{Total} en fonction de l'épaisseur de silice à $300 K$	122
7.27	Résistance R_{Total} en fonction de l'épaisseur de silice à $100 K$	122
7.28	Valeur de $R_{Or/SiO_2} + R_{SiO_2/GaAs}$ et R_{Total} pour une couche de 109 nm de silice en fonction de la température	123
7.29	Conductivité thermique réelle d'une couche de silice	123
7.30	Résistance R_{Ech} en fonction de l'épaisseur du SR à $300 K$. T_S : température de croissance du SR	124
7.31	Résistance R_{Ech} en fonction de l'épaisseur du SR à $100 K$. T_S : température de croissance du SR	124

7.32	Résistance de contact $R_{SR/GaAs}$ en fonction de la température	125
7.33	Conductivité thermique des SRs de type $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ avec deux qualités d'interface	125
7.34	Résistance total thermique R_{Ech} des SRs de type $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ avec deux qualités d'interface et Résistance de 9 nm de silice	126
7.35	Conductivité thermique effective des SRs de type $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ avec deux qualités d'interface	126
7.36	Résistance totale R_{Ech} en fonction de la température	127
7.37	Conductivité thermique des SRs de type $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$ avec deux qualités d'interface	127
7.38	Conductivité thermique effective des SRs de type avec deux qualités d'interface en fonction de la température	128
8.1	Rapport des résistances thermiques d'interface dans les modèles AMM et DMM, en fonction du contraste élastique entre les matériaux. D'après [68].	130
A.1	Maille d'un échantillon massif de $GaAs$ dans la direction z	133
A.2	Courbes de dispersion du $GaAs$ dans la direction z	134
A.3	Courbes de dispersion du $AlAs$ dans la direction z	134
A.4	Vitesse de groupe dans $GaAs$ et $AlAs$ dans la direction z	134

Liste des tableaux

3.1	Paramètres de calcul des courbes de dispersion de $(GaAs)_n/(AlAs)_n$ ($1 amu = 1$ unité de masse atomique = $1.66 \cdot 10^{-27}$ kg)	20
3.2	Expression des temps de relaxation d'après Holland ([25]) k_B est la constante de Boltzmann, q est le vecteur d'onde, T est la température	26
3.3	Paramètres de calcul des temps de relaxation du $GaAs$ d'après Holland [25].	26
4.1	Epaisseur en (nm) des couches mesurée sur 2 zones dégagées (1) et (2)	36
5.1	Variation de la pente $\frac{d\langle\theta\rangle_{Re}}{d\ln(F)}$ à basse fréquence pour différentes valeurs de Δb et $2b = 30 \mu m$	52
5.2	Paramètres de calcul pour la simulation de 2 couches minces sur un substrat de $GaAs$	63
5.3	Validité de la formule 5.87, selon la largeur des pistes et la conductivité des couches. ε_1 et ε_2 sont les erreurs relatives sur les conductivités k_1 et k_2	65
5.4	Caractéristiques des transducteurs des témoins T26 à T33	78
5.5	Caractéristiques des transducteurs à 300 K	79
5.6	Coefficients de température des transducteurs pour différent métaux à 300 K	81
6.1	Comparaison entre les fréquences des modes LO calculées par deux méthodes. ω_{th} : modèle de chaîne linéaire alternée. ω : équation 6.1 et courbe de dispersion de $GaAs$ massif	88
6.2	Résultats expérimentaux issus des spectres Raman pour deux polarisations et pour des échantillons $(GaAs)_8/(AlAs)_8$, élaborés à deux températures de croissance	90
6.3	Résultats expérimentaux issus des spectres Raman pour deux polarisations et pour des échantillons $(GaAs)_{20}/(AlAs)_{20}$, élaborés à deux températures de croissance	90
6.4	Résultats expérimentaux issus des spectres Raman pour deux polarisations et pour des échantillons $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ élaborés à deux températures de croissance	91
6.5	Caractéristiques des Super-Réseaux	94
7.1	Caractéristiques de la série de couches de silice présentant différents épaisseurs sur lesquelles on a déposé deux pistes de largeurs différentes	97
7.2	Résultats obtenus pour T36 (couche de silice de 109 nm déposée sur un substrat de $GaAs$) pour une puissance linéique de $1 W/m$	98
7.3	Caractéristiques de la couche isolante (échantillon T36) obtenues par régression linéaire des résultats à différentes puissances	100

7.4	Propriétés thermiques de la couche de silice et du substrat de <i>GaAs</i> , mesurées par la méthode des deux transducteurs	101
7.5	Résistance de contact total et conductivité thermique d'une couche de silice déposée sur un substrat de <i>GaAs</i>	103
7.6	Caractéristiques des Super-Réseaux et des transducteurs utilisés. L : période du SR, e_{SR} : épaisseur du SR, T_S : température de croissance, d_0 : largeur de l'interface, e_{SiO_2} épaisseur moyenne de la couche isolante, $2b$: largeur de la piste, α_R : coefficient thermique de la piste à 300 K et l : longueur de la piste	104
7.7	Caractéristiques des témoins	104
7.8	Résistance thermique $R_{Temoïn}$ associées aux couches isolantes de <i>SiO₂</i>	106
7.9	Résistance totale du bicouche SR+ <i>SiO₂</i>	107
7.10	Conductivités thermiques effectives des SRs 3×3 obtenues par comparaison avec un témoin, après correction.	108
7.11	Conductivités thermiques effectives des SRs 8×8 obtenues par comparaison avec un témoin.	109
7.12	Conductivités thermiques effectives des SRs 20×20 obtenues par comparaison avec un témoins.	110
7.13	Caractéristiques des super-réseaux $(GaAs)_3/(AlAs)_3$ avec deux qualités d'interface, T_S : température de croissance	112
7.14	Caractéristiques des témoins	113
7.15	Caractéristiques des témoins	115
7.16	Caractéristiques des super-réseaux $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ avec une interface parfaite	115
7.17	Conductivité thermique réelle de $(GaAs)_8/(AlAs)_8$ et résistance d'interface $R_{SR/GaAs}$	117
7.18	Estimation de la profondeur de pénétration thermique μ à 100 Hz, et du libre parcours moyen des phonons l_{ph} dans <i>GaAs</i>	118
7.19	Caractéristiques de la série de couches de silice à épaisseur variable et des transducteurs	122
7.20	Valeur de la conductivité thermique des SRs et de $R^* = R_{Or/SiO_2} + R_{SiO_2} + R_{SiO_2/GaAs} + R_{SR/GaAs}$. T_S est la température de croissance.	124