



HAL
open science

Optimisation d'un transducteur multicouche opto-acoustique pour l'acoustique picoseconde

Louise Le Ridant

► **To cite this version:**

Louise Le Ridant. Optimisation d'un transducteur multicouche opto-acoustique pour l'acoustique picoseconde. Mécanique [physics]. Université de Bordeaux, 2021. Français. NNT : 2021BORD0139 . tel-03276315

HAL Id: tel-03276315

<https://theses.hal.science/tel-03276315>

Submitted on 2 Jul 2021

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 PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ECOLE DOCTORALE
DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR
SPÉCIALITÉ : *Mécanique*

Par **Louise LE RIDANT**

Optimisation d'un transducteur multicouche
opto-acoustique pour l'acoustique picoseconde

Sous la direction de : **Bertrand Audoin**
Co-encadrante : **Marie-Fraise Ponge**

Soutenance le 27 avril 2021

Après avis de :

Mme.	C. PRADA-JULIA, Directrice de Recherche, Institut Langevin ESPCI	Rapporteur
M.	L. BELLIARD, Professeur, INSP - Sorbonne Université	Rapporteur

Membres du jury :

Mme.	C. PRADA-JULIA, Directrice de Recherche, Institut Langevin ESPCI	Rapporteur
M.	L. BELLIARD, Professeur, INSP - Sorbonne Université	Rapporteur
M.	S. DILHAIRE, Professeur, LOMA - Université de Bordeaux	Examineur
M.	S. RAETZ, Maître de conférence, LAUM - Université du Mans	Examineur
M.	D. THUAU, Maître de conférence, IMS - Bordeaux INP	Invité
Mme.	M.-F. PONGE, Maîtresse de conférence, I2M - Bordeaux INP	Examineur
M.	B. AUDOIN, Professeur, I2M - Université de Bordeaux	Direction de thèse

Résumé

Titre : Optimisation d'un transducteur multicouche opto-acoustique pour l'acoustique picoseconde

L'acoustique picoseconde est une technique sans contact utilisée pour générer et détecter optiquement des ondes acoustiques au contenu fréquentiel supérieur au GHz. Elle permet de mesurer, avec des impulsions lasers femtosecondes, les changements de réflectivité provoqués par les ondes acoustiques, qui se propagent dans la structure et qui sont générées par effet photo-thermo-élastique. Non-invasive et de résolution spatiale sub-micrométrique, la méthode est employée pour étudier les propriétés mécaniques de structures telles que des films minces ou des cellules biologiques. Nous présentons dans ce travail la conception d'un nouveau transducteur servant à augmenter la sensibilité de la mesure aux perturbations acoustiques. Pour maximiser le rapport signal sur bruit, nous utilisons la sensibilité d'une cavité optique aux variations de son épaisseur. Nous avons élaboré un code de prédiction, avec un formalisme de matrices de transfert, pour étudier la physique d'un transducteur multicouche, composé de couches transparentes et absorbantes. Ainsi, au regard d'arguments optiques et acoustiques, nous avons tout d'abord dimensionné et réalisé un transducteur tri-couche. Nous avons confronté les réponses opto-acoustiques, mesurées en réflexion et en transmission, avec celles obtenues à l'aide de la simulation. Puis, nous avons étudié la sensibilité du nouveau transducteur en fonction de la longueur d'onde du faisceau sonde. Enfin, nous avons comparé les amplitudes des signaux mesurés dans des transducteurs usuel et tri-couche.

Mots clés : Acoustique Picoseconde, Laser femtoseconde, Génération et Détection Opto-acoustic, Matrices de Transfert, Cavités Optiques, Transducteurs Tri-couches.

Abstract

Title : Design of a multilayer opto-acoustic transducer for picosecond ultrasonics

Picosecond ultrasonics is a contactless technique that offers the possibility to optically generate and detect acoustic waves with an unequalled frequency bandwidth (above GHz). With femtosecond lasers pulses, it measures the reflectivity change caused by acoustic waves which propagate in the whole structure and which are generated by the photo-thermo-elastic effect. Its sub-micrometric spatial resolution and its non-invasive nature allow the mechanical characterization of micrometric structures such as thin layers or biological cells. In order to improve the sensitivity of the measurement to acoustic disturbances, we present in this work the design of an innovative transducer. To maximize the signal to noise ratio, we use the sensitivity of an optical cavity to changes of its thickness. A predictive code based on the transfer matrix formalism has been developed to study the physical response of a multilayer transducer composed of transparent and absorbing layers. Thanks to both the simulations of optical and acoustical fields, we were able to design and build a three-layer transducer. Both reflectivity measured in reflexion and transmission were compared to simulation results. Then, the sensitivity of a new transducer to acoustic disturbances was studied according to the wavelength of the probe beam. Finally, we characterize the amplitude gain obtained by the use of the new transducer in relation to usual transducer.

Keywords : Picosecond ultrasonics, Femtosecond Laser, Opto-acoustic Generation and Detection, Optical Cavities, Transfer Matrix, Three-layer Transducer.

Remerciements

Ce travail a été fait au sein de l'équipe Opto-Acoustique (OA) du département Acoustique Physique (APY) du Laboratoire de Mécanique et d'Ingénierie (I2M) de l'Université de Bordeaux.

Je remercie tout d'abord Jean-Christophe Batsale, directeur de l'I2M et Olivier Poncelet, responsable du département APY, pour m'avoir permis d'effectuer une thèse au sein du laboratoire dans le département APY.

Ensuite, je tiens à remercier chaleureusement Claire Prada, directrice de Recherche au CNRS à l'Institut Langevin, et Laurent Belliard, Professeur à Sorbonne Université, de m'avoir fait l'honneur d'examiner ce travail.

Je remercie également Stefan Dilhaire, professeur à l'Université de Bordeaux au LOMA, d'avoir présidé le jury de la soutenance ainsi que Samuel Raetz, maître de conférence au LAUM, et Damien Thuau, maître de conférence à l'IMS, pour avoir participé au jury d'examen.

Merci à l'ensemble du jury pour leur écoute et les échanges que nous avons eus suite à la présentation des travaux. La soutenance a été faite entièrement en visio-conférence. Je n'ai pas pu discuter avec eux, ni les remercier après la soutenance. J'espère avoir l'occasion d'échanger de nouveaux avec chacun des membres du jury, mais cette fois sans un écran interposé!

J'adresse tout particulièrement ma gratitude à Bertrand Audoin et Marie-Fraise Ponge pour m'avoir encadrée pendant ces trois ans (et demi). Leurs connaissances et leurs conseils ont été précieux tout au long de cette thèse. Merci à Bertrand pour m'avoir fait confiance et pour m'avoir accueillie dans son équipe. Il a su me guider tout au long de ma thèse et m'inculquer une rigueur de travail scientifique. Je remercie Marie-Fraise pour avoir été disponible pour discuter quand ça n'allait pas, malgré la montagne de travail demandée lors des débuts en tant que maîtresse de conférence. Elle a été d'un grand soutien. Je la remercie également pour les échanges et ses conseils concernant l'enseignement, la recherche et la rédaction. Merci pour son aide, sa patience et son humour lors de la correction du manuscrit. Merci pour ces moments à parler de tout (ARTE c'est la vie, vive la musique, les plantes et les bonnes crêpes!). Je n'oublierais pas les pistes de ski que nous avons descendues tous les trois aux Houches!

Je remercie également Stefan Dilhaire pour m'avoir permis de faire les mesures au LOMA. Sans ces mesures, les résultats et analyses présentés dans ce manuscrit n'auraient pas vu le jour. Un grand merci à Ahmad Zenji, doctorant au LOMA, pour avoir été patient et pour avoir passé autant de temps avec moi dans le noir pour effectuer les mesures.

Mes remerciements vont également à Lionel Hirsch, directeur de recherche CNRS, et Damien Thuau pour m'avoir accueillie au sein de l'IMS afin de réaliser le transducteur. Merci à Damien pour sa disponibilité, pour m'avoir appris à manipuler en boîte à gants et à utiliser un E-Beam. Merci à Alexandre Bachelet, doctorant à l'IMS, pour avoir été disponible pour m'aider dans mes petites galères de débutantes (et comme il me l'a si gentilement demandé un jour, je ne peux qu'écrire (sous sa dictée) : «Je remercie Alexandre Bachelet, doctorant dans l'illustre labo de l'IMS. C'est un être qui a su, tout au long de ma thèse et de sa thèse, fermer les portes de boîte à gants et d'E-Beam comme nul autre.»). Je remercie également les autres doctorants et post-docs de l'IMS pour m'avoir si bien accueillie.

Merci aux permanents du laboratoire I2M avec qui j'ai eu l'occasion d'échanger. Je remercie particulièrement Christophe Aristégui, professeur à l'Université de Bordeaux, qui m'a conseillée et accompagnée dans mes premiers pas dans l'enseignement. Ce fut un plaisir de travailler avec lui pendant les deux années de mission d'enseignement et l'année d'ATER à l'Université de Bordeaux. Merci également à Anissa Meziane, maîtresse de conférence à l'Université de Bordeaux, qui a également été disponible pour discuter et pour m'aider à mettre en place l'enseignement à distance en cette période si spéciale de Covid (c'est la routine maintenant les enseignements hybrides!).

Un grand merci à mon co-bureau, Francois Bruno, post-doc dans l'équipe OA, pour son accompagnement, sa pédagogie et sa patience dans ma prise en main du dispositif pompe-sonde. Toujours à l'écoute, ce fut un co-bureau disponible et plein de connaissances! Merci pour son soutien dans les moments difficiles, les nombreuses discussions scientifiques toujours très intéressantes et les moments de partage sur différents sujets autres que les sciences. Je n'oublierais pas les bons moments passés à apprendre le West Coast Swing et à répéter les passes de danse sur nos temps libres. Je lui souhaite le meilleur pour la suite!

Lors de ses trois ans, j'ai eu l'occasion de passer de très bons moments en compagnie de l'équipe de thésards et post-docs de l'I2M. Un merci particulier à Ludo, Victor (Totor), Arthur (Tutur), Julien (Juju), Justine, Pierre (et Anna) pour toutes les soirées, les brunchs et repas passés ensemble, les parties de badminton, de Molkky, les sorties à l'océan, et bien d'autres! Merci à Marie-Marthe qui, pendant mes deux premières années de thèse, diffusait sa bonne humeur dans tout le labo, pour toutes les discussions et ses conseils. Merci à Fiona, Fanambinana, Valentin, Thomas, Dorra,

Hamza, Liwang, Aditya, Alexis.

Je remercie tous mes amis ainsi que les belles rencontres que j'ai faites ces trois dernières années que ce soit à la danse ou aux scouts en tant que Galax' (Joyce, Doriane, Pierre, Louis, Marie, Iris, ...).

Je ne peux oublier la coloc du 54! Merci à Juliette (Juju) et Auxane qui m'ont accueillie dans la coloc et avec qui j'ai passé des moments « on fire » (c'est le cas de le dire, on a failli y passer!). Merci à Adèle, Priscille et Clémence pour les repas et soirées passées ensemble, les partages de recette et les sorties au Feret! Je les remercie également pour leurs petites attentions et leur soutien pendant la dernière ligne droite de la rédaction.

J'aimerais également remercier toutes les personnes avec qui j'ai eu l'occasion d'échanger sur mes choix d'orientation et qui m'ont encouragée à faire une thèse. Je pense particulièrement à Tony Valier-Brasier, Claire Prada et Jérôme Laurent.

Merci à ma famille qui m'a soutenue dans mes choix d'orientation. Merci à mes parents, à mes soeurs, Thaïs et Prune, et à mon frère, Oscar. Je remercie également mes grands-parents, mes oncles et tantes ainsi que mes petites cousines, Calyste, Diane et Maïalen. J'ai eu le bonheur de les voir plus souvent ces deux dernières années. Pour finir, je tiens à remercier Alexandre qui m'a soutenue et apporté du bonheur tous les jours depuis que je l'ai rencontré.

À Suzy, et Alain.

Table des matières

Résumé	3
Abstract	5
Remerciements	7
Introduction	0
I Modélisation des interactions intervenant dans une expérience d'opto-acoustique	5
1 L'opto-acoustique	7
1.1 La génération opto-acoustique	9
1.1.1 La source lumineuse et les paramètres optiques	9
1.1.1.1 La pénétration optique	10
1.1.1.2 La fluence du laser	12
1.1.1.3 La largeur temporelle et spatiale de la source	12
1.1.2 La génération dans une couche opaque	13
1.1.2.1 L'effet photo-thermique	13
1.1.2.2 L'effet thermo-élastique	17
1.1.2.3 Du fréquentiel au temporel	19
1.1.2.4 Les déplacements et les déformations dans la couche opaque	19
1.1.3 L'influence des caractéristiques physiques des matériaux	26

1.1.3.1	L'absorption optique	27
1.1.3.2	La diffusion thermique	27
1.1.3.3	La visco-élasticité	28
1.1.4	La génération dans un transducteur saphir-titane chargé	30
1.1.4.1	Le calcul de la densité d'énergie électromagnétique et des champs thermiques	31
1.1.4.2	Le champ de déplacement associé	33
1.1.4.3	L'acoustique dans un transducteur opto-acoustique mono-couche : saphir - titane	34
1.1.5	Conclusion	38
1.2	La détection opto-acoustique	40
1.2.1	Le changement de réflectivité relatif d'une couche absorbante	42
1.2.1.1	La contribution interférométrique	43
1.2.1.2	La contribution réflectométrique	44
1.2.1.3	Des équations de Maxwell à la fonction de sensibilité	45
1.2.1.4	La mesure opto-acoustique	48
1.2.2	L'adjonction d'une couche transparente	53
1.2.2.1	Rappel de l'effet de cavité optique	53
1.2.2.2	La sensibilité de la réflectivité de la cavité à une per- turbation d'épaisseur et de la réflectivité à l'une de ses interfaces	59
1.2.3	La modélisation de l'interaction acousto-optique dans la couche transparente	62
1.2.3.1	Les oscillations Brillouin	63
1.2.3.2	L'interaction Brillouin dans un milieu semi-infini	63
1.2.3.3	L'interaction Brillouin dans une couche transparente	67
1.2.3.4	L'influence sur la mesure des oscillations Brillouin	70
1.2.4	Le changement de réflectivité de la structure	73
1.2.5	Conclusion	74
1.3	Conclusion du chapitre	76

II	Modélisation multicouche et optimisation du transducteur	79
2	La génération dans un multicouche	81
2.1	L'onde optique dans un multicouche	84
2.1.1	La réflexion et la transmission d'ondes électromagnétiques à une interface	84
2.1.2	Les transmission et réflexion optiques à travers une couche . . .	86
2.1.3	La propagation d'une onde optique dans un multicouche	90
2.1.4	Les solutions homogènes aux extrémités	90
2.1.5	Conclusion	91
2.2	La génération opto-acoustique dans un multicouche	93
2.2.1	La densité d'énergie électromagnétique	93
2.2.2	Le champ de température	96
2.2.3	L'onde acoustique	97
2.2.3.1	Le calcul du champ de déplacement	97
2.2.3.2	La solution homogène dans la couche $i + 1$	98
2.2.3.3	La matrice de transfert acoustique	101
2.2.3.4	La solution homogène aux extrémités	102
2.2.4	Conclusion	103
2.3	Conclusion du chapitre	105
3	Le transducteur opto-acoustique et son dimensionnement	107
3.1	Le changement de réflectivité d'un tri-couche	110
3.1.1	Le changement de réflectivité provoqué par les déformations . .	111
3.1.1.1	Les contributions des couches 1 et 2 au changement de réflectivité	112
3.1.1.2	Les contributions du substrat et de la couche 3 au changement de réflectivité	113
3.1.2	Le changement de réflectivité engendré par le déplacement des interfaces	114
3.1.3	Le changement de réflectivité de la structure tri-couche	117
3.1.4	Conclusion	117

3.2	L'optimisation de la structure	119
3.2.1	Le transducteur usuel	120
3.2.2	La sélection des matériaux	122
3.2.2.1	Les couches métalliques	122
3.2.2.2	La couche transparente	123
3.2.3	La sélection des épaisseurs	125
3.2.3.1	La réflectance et la transmittance d'une couche de titane	125
3.2.3.2	La réflectance du tri-couche	126
3.2.3.3	La sensibilité du changement relatif de réflectivité . . .	130
3.2.4	La génération acoustique	134
3.2.4.1	L'effet de cavité sur le faisceau pompe	134
3.2.4.2	La densité d'énergie électromagnétique	136
3.2.4.3	Les ondes acoustiques	139
3.2.5	Le calcul des changements de réflectivité	142
3.2.5.1	La variation de la réflectivité en fonction de l'épaisseur de la couche transparente	142
3.2.5.2	Le gain en amplitude de la structure optimisée	146
3.2.5.3	La limite de l'optimisation	155
3.2.6	Conclusion	160
3.3	Conclusion du chapitre	162

III Résultats expérimentaux 165

4 Le dispositif expérimental et la caractérisation du transducteur tri-couche 167

4.1	Le dispositif expérimental	168
4.1.1	Le montage pompe-sonde asynchrone	168
4.1.1.1	L'échantillonnage hétérodyne	169
4.1.1.2	Le banc optique	171
4.1.2	La fabrication des échantillons	174
4.1.2.1	La préparation du substrat	174
4.1.2.2	Les dépôts des couches minces	174

4.1.2.3	Les paramètres des couches déposées	175
4.1.3	Conclusion	175
4.2	La caractérisation d'un transducteur tri-couche	177
4.2.1	La mesure en transmission	178
4.2.1.1	La mesure des épaisseurs des couches métalliques . . .	180
4.2.1.2	La mesure de l'épaisseur de la couche transparente . .	181
4.2.1.3	La comparaison de la réflectivité dynamique mesurée et de la simulation	182
4.2.2	La mesure en réflexion	185
4.2.2.1	Les coefficients élasto-optiques des couches transparentes	187
4.2.2.2	L'épaisseur de la couche de LiF	188
4.2.3	Conclusion	191
4.3	Conclusion du chapitre	192
5	La sensibilité du transducteur tri-couche et le gain en amplitude	193
5.1	Le dispositif expérimental à longueur d'onde optique accordable	195
5.2	La sensibilité expérimentale du changement relatif de réflectivité	195
5.2.1	La mesure de la réflectivité statique et dynamique en fonction de la longueur d'onde du transducteur tricouche	196
5.2.1.1	La réflectivité statique	196
5.2.1.2	La réflectivité dynamique	197
5.2.2	La sensibilité du transducteur en fonction de la longueur d'onde du faisceau sonde	201
5.2.2.1	L'analyse temps-fréquence	201
5.2.2.2	La variation de l'amplitude des échos avec la longueur d'onde du faisceau sonde	204
5.2.2.3	Les paramètres qui modifient la sensibilité de la mesure aux perturbations acoustiques	207
5.2.2.4	La comparaison de la réflectivité dynamique expérimentale et calculée	211
5.2.3	Conclusion	214

5.3	La comparaison avec une mesure dans un transducteur mono-couche saphir-titane	215
5.3.1	La réponse dynamique du transducteur mono-couche saphir-titane et du transducteur tri-couche	215
5.3.2	Le gain en amplitude	218
5.3.3	Conclusion	219
5.4	Conclusion du chapitre	221
	Conclusion générale et perspectives	221
	Annexes	228
A	Génération opto-acoustique	229
A.1	Densité d'énergie dans une couche absorbante opaque	229
A.1.1	Champ électromagnétique	229
A.1.2	Calcul de la densité d'énergie déposée dans une couche $\xi \leq d$	230
A.2	Le champ de température et de déplacement dans une couche absorbante opaque	233
A.2.1	Le champ de température	233
A.2.2	Le champ de déplacement	234
A.3	Le champ de température et de déplacement dans une structure composée d'une couche absorbante chargée de deux milieux semi-infinis	236
A.3.1	Champ de température	236
A.3.2	Le champ de déplacement : la matrice globale acoustique	238
A.4	Les paramètres matériaux utilisés	241
A.5	Détection opto-acoustique	242
A.5.1	Détection dans un milieu transparent fini optiquement	242
A.5.1.1	La réflexion à gauche de la perturbation	242
A.5.1.2	La réflexion à droite de la perturbation	244
A.5.1.3	La transmission à travers la perturbation	245
A.5.1.4	Le changement de réflectivité de la couche transparente	246

B	Structure multicouche	249
B.1	Calcul de la densité électromagnétique avec réflexion optique	250
B.2	Le calcul du champ thermique avec la diffusion thermique	253
B.2.1	Le calcul des solutions homogènes	254
B.2.2	La matrice de transfert thermique	257
B.2.3	La solution homogène aux extrémités	258
B.3	Calcul du champ de température dans une couche sans diffusion thermique	260
B.4	Calcul du champ de déplacement	262
B.4.1	La solution particulière	263
B.4.2	La solution homogène	264
B.4.2.1	La solution homogène de la couche i en fonction de la solution homogène de la couche $i - 1$	265
B.4.2.2	Propagation à travers la couche i d'épaisseur d_i	267
B.4.2.3	Écriture matricielle de la solution homogène du champ de déplacement	268
B.4.2.4	Champ homogène dans la couche $i + 1$ en fonction de celui dans la couche $i - 1$	270
C	Optimisation du transducteur tri-couche	275
C.1	Calcul de la réflectance et de la transmittance du transducteur tri-couche	275
C.2	Caractéristiques des matériaux	278

Introduction générale

L'acoustique picoseconde est une méthode prisée pour la caractérisation des matériaux à l'échelle sub-micrométrique. Elle repose sur un dispositif pompe-sonde ultra-rapide. Une première impulsion lumineuse ultra-courte, d'une durée de quelques centaines de femtosecondes, rencontre la surface d'une couche absorbante et y génère des ondes mécaniques à spectre large et de hautes fréquences de l'ordre de plusieurs dizaines de Gigahertz. Ces ondes sont détectées, via le changement relatif de réflectivité de la structure créé localement par les ondes mécaniques, par une seconde impulsion lumineuse décalée en temps par rapport à la première.

La génération d'ondes acoustiques par la lumière remonte à 1880 lors des travaux de A.G. Bell qu'il publie dans l'article "Production of Sound by Light" pour l'American Journal of Science [1]. En 1921, Léon Brillouin constate une diffusion de la lumière par des variations de densité mécanique [2] et émet l'idée d'un possible couplage entre les ondes mécaniques et les ondes électromagnétiques. La compréhension de l'interaction entre onde lumineuse et onde mécanique connaît une grande avancée dans les années 60 avec l'apparition du laser impulsif et, avec lui, la mise en place de dispositifs de génération et de détection opto-acoustiques d'ondes mécaniques de fréquences allant du kHz au MHz [3]. Dans les années 70, le laser femtoseconde fait son apparition avec des impulsions lumineuses d'une durée inférieure à la picoseconde. En 1985, H. Maris, de l'université de Brown, montre qu'il est possible de générer et de détecter des ondes acoustiques avec des lasers femtosecondes en faisant une mesure de transmissivité transitoire [4, 5]. C'est le début de l'acoustique picoseconde. Elle a été ensuite développée et améliorée expérimentalement pour étudier les caractéristiques thermiques et acoustiques de matériaux [6] et pour déterminer l'épaisseur, la vitesse des ondes acoustiques [7–9] et l'atténuation acoustique de couches opaques, semi-transparentes et transparentes [10, 11].

L'acoustique picoseconde offre la possibilité de générer et de détecter des ondes acoustiques au contenu fréquentiel d'environ deux ordres de grandeur au dessus de la microscopie acoustique classique. La microscopie acoustique est limitée par une résolution axiale micrométrique. Le dispositif acoustique picoseconde permet de dépasser cette limite en atteignant une résolution axiale nanométrique. Par l'utilisation des objectifs de microscope, la résolution spatiale latérale de l'acoustique picoseconde a pour seule limite la longueur d'onde optique de l'ordre de quelques centaines de nanomètres. La résolution temporelle théorique maximale est limitée par la durée de l'impulsion lumineuse. Ainsi, l'acoustique picoseconde est une méthode de prospection haute résolution. C'est une méthode de microscopie acoustique qui a l'avantage d'être sans contact et non-invasive à de faibles niveaux d'énergie. Elle a de nombreuses applications pour la caractérisation des nanostructures. Elle permet notamment de réaliser l'imagerie cellulaire avec une résolution sub-cellulaire [12–15].

Pour étudier les phénomènes biologiques fondamentaux (mitose, apoptose, différenciation, mécanotransduction), il est essentiel de comprendre les propriétés mécaniques des cellules et leur lien avec leur microstructure. Pour cela, l'équipe Opto-Acoustique de l'Institut de Mécanique et d'Ingénierie (I2M) de Bordeaux a développé un microscope opto-acoustique. Dans les expériences, les cellules sont cultivées et immobilisées artificiellement sur un transducteur mono-couche constitué d'un substrat transparent de saphir et d'une couche de titane biocompatible (cf. figure 1). L'impulsion délivrée par le laser femtoseconde est absorbée par la couche de métal et génère des ondes acoustiques. Les ondes acoustiques se réfléchissent et sont transmises à l'interface entre la couche de titane et la cellule et sont mesurées optiquement. La mesure en transmission permet d'estimer la compressibilité et de révéler le contraste acoustique des composants de la cellule, tels que le noyau et le cytosquelette [16, 17]. Le coefficient de réflexion acoustique extrait en réflexion fournit des informations mécaniques et morphologiques. Cela permet d'imager et de quantifier l'adhésion inhomogène d'une cellule sur un biomatériau [14]. L'acoustique picoseconde donne ainsi des informations mécaniques complémentaires à celles obtenues avec un microscope optique.

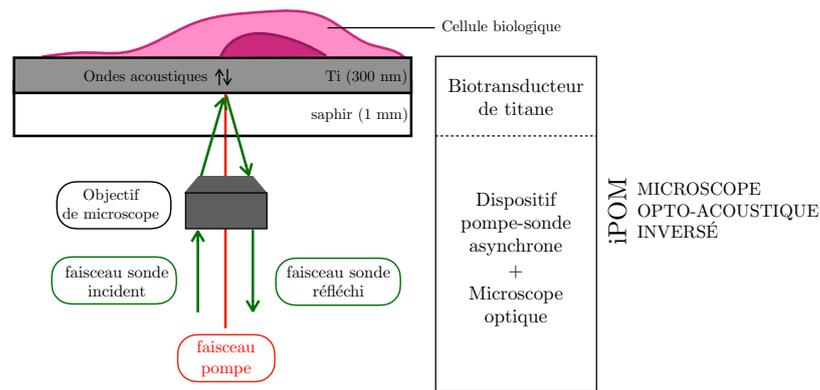


FIGURE 1 – Cellule biologique fixée sur un biotransducteur mono-couche de titane constitué d’un substrat transparent de saphir et d’une couche de titane biocompatible. Le dispositif pompe-sonde génère des ondes acoustiques après absorption du faisceau pompe par la couche absorbante de titane. Les ondes acoustiques sont ensuite détectées avec un faisceau sonde dont la réflectivité varie à cause des perturbations acoustiques. Les faisceaux sont orthogonaux à la surface du transducteur. Par souci de représentation, le faisceau sonde est décalé du faisceau pompe.

Ainsi, en 2015, les premières expériences en réflexion ont montré par des images échographiques de cellules animales qu’il était possible d’utiliser les ondes ultrasonores pour réaliser des images de contraste mécanique d’une cellule fixée extraite de son milieu de culture [14]. Pour envisager l’imagerie de cellules vivantes, il faut étendre les mesures à des cellules fixées immergées dans un liquide. Or, le contraste mécanique entre une cellule et l’eau est faible. La faible intensité des rayons lumineux nécessite de beaucoup moyennner pour maximiser le rapport signal sur bruit. Le temps d’acquisition est alors important et peu propice à la cartographie. Il est donc nécessaire d’augmenter la sensibilité de la mesure et d’améliorer le rapport signal sur bruit tout en utilisant de faibles dépôts d’énergie pour éviter l’endommagement des cellules.

C’est dans ce contexte que s’inscrivent les travaux réalisés dans cette thèse. Ils ont pour but de concevoir un nouveau transducteur pour augmenter le rapport signal sur bruit de la mesure en maximisant l’amplitude du changement de réflectivité engendré par les ondes acoustiques. Pour cela, nous utilisons la sensibilité d’une cavité optique

aux perturbations de son épaisseur. Le gain en amplitude des signaux mesurés par acoustique picoseconde en utilisant une cavité optique a déjà été utilisé par l'équipe de H. Maris pour améliorer la détection d'un écho qui a fait un aller-retour dans une couche absorbante [18] ou encore pour estimer l'atténuation acoustique de l'eau [9]. Dans ce travail, nous utilisons la sensibilité de la cavité pour améliorer la détection de l'écho acoustique qui s'est réfléchi à l'interface entre le transducteur et la cellule. Nous avons développé un modèle multicouche qui permet d'optimiser la répartition d'énergie dans le transducteur, d'analyser les ondes acoustiques engendrées et de maximiser le changement de réflectivité obtenu en réflexion et en transmission.

Le manuscrit s'articule en cinq chapitres. Dans le premier chapitre, la modélisation du processus de génération et de détection opto-acoustique sera exposée pour des structures simples telles qu'une couche absorbante et un transducteur mono-couche. Nous introduirons les calculs de réflectivité d'une cavité optique et l'interaction d'un faisceau avec une perturbation acoustique dans un milieu transparent. Ensuite, dans le deuxième chapitre nous présenterons le modèle général de prédiction multicouche du processus de génération opto-acoustique basé sur le formalisme des matrices de transfert. Puis, dans le troisième chapitre, nous exposerons le modèle de détection multicouche et nous expliquerons l'optimisation du transducteur multicouche à partir d'un modèle de génération et de détection. Enfin, dans les quatrième et cinquième chapitres, nous présenterons les résultats expérimentaux. Tout d'abord, nous caractériserons un premier transducteur multicouche par une mesure avec un faisceau sonde à une longueur d'onde donnée. Dans le cinquième chapitre, nous étudierons la sensibilité aux perturbations acoustiques d'un second transducteur en faisant varier la longueur d'onde du faisceau sonde utilisé. Pour finir, nous quantifierons le gain en amplitude du changement de réflectivité en comparant les signaux obtenus pour un transducteur usuel et le transducteur caractérisé dans le quatrième chapitre.

Première partie

Modélisation des interactions intervenant dans une expérience d'opto-acoustique

Chapitre 1

L'opto-acoustique

En 1985, l'équipe de H. Maris a ouvert la voie à l'acoustique picoseconde en montrant qu'il est possible de générer et de détecter des ondes mécaniques avec des impulsions lumineuses sub-picosecondes [5]. Comme les techniques d'ultrasons laser conventionnelles, l'opto-acoustique picoseconde repose sur l'utilisation d'un dispositif pompe-sonde où les lasers nanosecondes sont remplacés par des lasers femtosecondes. Le dispositif d'acoustique picoseconde permet de mesurer le changement relatif de réflectivité de la structure créé localement par les ondes mécaniques qui sont générées par l'absorption d'une impulsion lumineuse. La mesure, effectuée à l'aide d'une seconde impulsion lumineuse, permet d'obtenir des propriétés mécaniques de la structure sondée.

L'acoustique picoseconde a fait ses preuves dans de nombreuses applications autres que l'imagerie des cellules. Elle a été utilisée pour caractériser des matériaux, comme en témoigne les travaux réalisés dans des films minces cristallins, métalliques [6, 19–22] et des polymères [23]. Elle a également été employée pour détecter des résonances de nanostructures d'or circulaires [24] et des ondes de surface dans des nanotubes de titane [25] ou encore pour étudier l'atténuation d'ondes mécaniques dans une couche d'eau [9] et dans des solides amorphes [11]. Pour finir, elle a aussi permis d'étudier les propriétés dynamiques de solides et liquides sous haute pression et haute température [26, 27].

Ainsi, de nombreux modèles de génération et de détection opto-acoustiques ont

été étudiés et sont utilisés dans la communauté. Ce chapitre porte sur la description des mécanismes physiques de génération et de détection opto-acoustiques dans des structures simples, comme une couche métallique et une couche chargée de deux milieux semi-infinis. Il s'articule en deux volets. La modélisation des phénomènes physiques intervenant dans la génération opto-acoustique fait l'objet de la première partie. La seconde traite de la détection opto-acoustique.

Sommaire

1.1	La génération opto-acoustique	9
1.1.1	La source lumineuse et les paramètres optiques	9
1.1.2	La génération dans une couche opaque	13
1.1.3	L'influence des caractéristiques physiques des matériaux	26
1.1.4	La génération dans un transducteur saphir-titane chargé	30
1.1.5	Conclusion	38
1.2	La détection opto-acoustique	40
1.2.1	Le changement de réflectivité relatif d'une couche absorbante	42
1.2.2	L'adjonction d'une couche transparente	53
1.2.3	La modélisation de l'interaction acousto-optique dans la couche transparente	62
1.2.4	Le changement de réflectivité de la structure	73
1.2.5	Conclusion	74
1.3	Conclusion du chapitre	76

1.1 La génération opto-acoustique

Le processus de génération opto-acoustique englobe les évènements successifs qui participent à la création d'ondes élastiques dans un milieu optiquement absorbant par une source lumineuse transitoire cohérente.

En 1963, R.M. White propose un modèle macroscopique de génération d'ondes acoustiques par absorption d'impulsions lumineuses nanosecondes [28]. Lorsqu'un objet est soumis à une impulsion laser, une partie du champ électromagnétique est absorbée dans le volume sous la surface libre. Par effet photo-thermique, l'absorption conduit à un échauffement local. L'élévation de température entraîne une dilatation de la matière qui est à l'origine de la génération d'ondes acoustiques. Sur ce principe H. Maris, en 1986, propose un modèle de génération d'ondes longitudinales dans les métaux pour des impulsions de durée inférieure à la picoseconde [4]. La génération picoseconde a ensuite été étudiée pour décrire la génération d'ondes longitudinales [29] et transverses [30] dans des structures nanométriques métalliques en régimes linéaire [31] et non linéaire [32].

La première partie de ce chapitre a pour vocation de rappeler les principes fondamentaux du processus de génération opto-acoustique. On situera tout d'abord le régime de génération, dans lequel on est au regard des paramètres physiques de la source excitatrice, c'est-à-dire de l'impulsion lumineuse. Ensuite, on présentera les principaux calculs qui constituent la modélisation de la génération dans une couche métallique. Puis, on analysera l'influence des caractéristiques physiques de la couche sur la génération des ondes acoustiques. Enfin, on étendra la modélisation à la structure plus complexe d'une couche chargée de deux milieux semi-infinis.

1.1.1 La source lumineuse et les paramètres optiques

La source qui permet d'engendrer les ondes acoustiques est une impulsion laser. L'impulsion lumineuse se propage dans la couche sur la longueur de pénétration optique, elle génère des ondes acoustiques par interaction lumière-matière.

Cette partie présente les propriétés physiques de l'impulsion lumineuse qui régissent la nature de l'interaction lumière-matière. Tout d'abord, on introduit la notion de longueur de pénétration optique. Ensuite, on détermine à l'aide d'une fréquence caractéristique l'effet dominant de la durée d'impulsion ou de la longueur de pénétration optique dans la génération des ondes acoustiques. Puis, on explique l'influence de la fluence du faisceau laser sur le régime de génération. Enfin, on indique les profils temporel et spatial de l'impulsion lumineuse considérés dans le modèle.

1.1.1.1 La pénétration optique

Une onde électromagnétique pénètre dans le volume d'une couche suivant un profil exponentiel décroissant de longueur caractéristique ξ_p ¹, aussi appelée longueur de pénétration optique. Cette longueur correspond à la distance au-delà de laquelle l'énergie de l'onde électromagnétique transmise est diminuée de $1/e$. Elle est reliée à la conductivité électrique du matériau σ et à la fréquence ω_0 de l'impulsion laser incidente par l'expression [33] :

$$\xi_p = \sqrt{\frac{2}{\omega_0 \mu_0 \sigma}}, \quad (1.1)$$

où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide. Ainsi, plus le matériau est conducteur (σ élevé), plus la longueur de pénétration optique est faible.

En comparant la longueur de pénétration optique à l'épaisseur d de la couche, on définit trois types de couche :

- $\xi_p \ll d$: l'énergie électromagnétique est très atténuée en sortie de la couche, la couche est dite *opaque* ;
- $\xi_p \sim d$: l'énergie électromagnétique en sortie de la couche est atténuée mais non négligeable, la couche est dite *semi-transparente* ;
- $\xi_p \gg d$: l'énergie électromagnétique traverse complètement la couche sans être atténuée, la couche est dite *transparente*.

La bande passante des ondes acoustiques générées dépend du rapport des longueurs caractéristiques l_L/ξ_p où l_L est la distance parcourue par l'onde acoustique durant la durée de l'impulsion. Elle est donnée par le produit de la vitesse de l'onde acoustique

1. Dans la suite, l'indice p caractérise les grandeurs relatives à l'impulsion de la pompe. L'indice s sera introduit pour caractériser les grandeurs propres à l'impulsion de la sonde.

v_L et de la durée de l'impulsion laser ς .

Si $l_L/\xi_p \gg 1$, la pénétration optique est inférieure à la longueur d'onde acoustique des ondes acoustiques créées. On parle alors d'absorption forte et on considère que la génération a lieu essentiellement à la surface de l'échantillon. La durée de l'impulsion laser détermine alors la longueur d'onde acoustique minimale, $\lambda_{ac} = v_L\varsigma$.

Si $l_L/\xi_p \leq 1$, l'absorption est alors qualifiée de faible. La pénétration optique est au moins égale à la distance parcourue par l'onde pendant la durée de l'impulsion. La longueur d'onde acoustique minimale de l'onde générée est alors limitée par la longueur de pénétration optique du faisceau laser dans le milieu. Elle sera de l'ordre de ξ_p . C'est une génération acoustique de type volumique.

Ainsi, le type de génération est déterminé par trois paramètres : l'un dépend de la source laser elle-même, la durée de l'impulsion et les deux autres dépendent du matériau, la pénétration optique et la célérité acoustique v_L .

En raccourcissant la durée d'une impulsion laser, il est possible, pour un même échantillon opaque, de passer d'un régime de génération surfacique à un régime de génération volumique. Il est également possible d'être dans un cas de faible absorption avec des impulsions optiques de longues durées et une grande longueur de pénétration. Cela peut être le cas avec des matériaux dits semi-transparentes.

Dans le cas des métaux, l'impulsion lumineuse pénètre dans la couche sur des profondeurs allant de 10 à 30 nm. Pour des impulsions lumineuses de l'ordre de la nanoseconde et des vitesses de l'ordre de quelques milliers de m.s^{-1} , la source acoustique peut être considérée comme localisée à la surface. La source est alors un double dipôle de force proportionnel à l'intensité de l'onde optique incidente et parallèle à la surface [34]. En acoustique picoseconde les impulsions utilisées sont inférieures à la picoseconde, ce qui implique que le produit $v_L\varsigma$ est inférieur au nanomètre. La longueur d'onde caractéristique des ondes acoustiques générées dans les métaux est alors dictée par la longueur de pénétration optique. On est en présence d'une génération volumique.

Dans la suite de ce manuscrit, on va traiter le cas de faible absorption soit d'une génération de type volumique. La durée de l'impulsion pompe pourra alors être négligée dans la modélisation du mécanisme physique de génération au profit de la pénétration optique.

1.1.1.2 La fluence du laser

Chaque matériau possède un seuil de vaporisation. Le seuil de vaporisation est atteint lorsque l'énergie apportée par l'impulsion laser est supérieure à l'énergie des liaisons inter-atomiques du matériau. L'apport d'énergie casse ces liaisons et entraîne la génération d'un plasma et la sublimation du matériau.

En acoustique picoseconde, la fluence est choisie de manière à rester sous le seuil d'ablation pour ne pas endommager le matériau. L'augmentation de température créée par l'absorption de l'impulsion lumineuse entraîne la dilatation du matériau et la zone chauffée revient à son état initial en refroidissant. On parle de régime thermo-élastique.

1.1.1.3 La largeur temporelle et spatiale de la source

La largeur temporelle de l'impulsion laser est modélisée par une fonction gaussienne centrée et normée qui prend en compte la durée de l'impulsion lumineuse ς [35] :

$$f_t(t) = \frac{4\sqrt{\ln(2)}}{\varsigma\sqrt{\pi}} e^{-4\ln(2)\frac{t^2}{\varsigma^2}}. \quad (1.2)$$

Le produit de convolution entre les champs générés et la fonction temporelle permet de prendre en compte la durée de l'impulsion pompe. Néanmoins, on a mis en évidence dans la partie précédente que, dans les métaux, l'effet de la durée de l'impulsion pompe est négligeable devant la pénétration optique. La source est alors considérée infiniment courte et son profil temporel $f_t(t)$ est assimilé à une impulsion de Dirac $\delta(t)$.

La largeur spatiale du faisceau gaussien est grande devant la longueur de pénétration optique, donc grande devant la longueur d'onde acoustique. Elle n'est alors pas prise en compte dans les calculs de génération et la diffraction est négligée. Les ondes optiques et acoustiques sont donc considérées planes de vecteurs d'onde perpendiculaires à la surface.

Ainsi, dans la suite, le processus de génération opto-acoustique s'effectue en régime thermo-élastique. La source est considérée volumique et la limite haute de la bande passante des ondes acoustiques est déterminée par la pénétration optique. La durée de l'impulsion lumineuse est négligée. Le profil temporel de la source est alors

modélisé par une distribution de Dirac $f_t(t) = \delta(t)$. Cela revient à étudier la réponse impulsionnelle du milieu à l'excitation lumineuse.

La source optique ainsi que les différents régimes d'absorption ont été décrits dans cette section. Dans la partie suivante, le modèle de génération par couplage photo-élastique est présenté dans le cas d'une couche absorbante ($d \gg \xi_p$).

1.1.2 La génération dans une couche opaque

L'absorption de l'impulsion lumineuse génère des ondes grâce à deux effets couplés : l'effet photo-thermique et l'effet thermo-élastique. Dans cette section, on décrit et modélise ces deux effets dans une couche absorbante et opaque, indicée 1, en conditions de bords libres d'épaisseur $d_1 \gg \xi_{1,p}$ où $\xi_{1,p}$ est la longueur de pénétration optique dans la couche. Les propriétés optiques de la couche sont caractérisées par un indice de réfraction optique $n_{1,p}$ et un nombre d'onde optique $q_{1,p} = n_{1,p}q_{v,p}$ où $q_{v,p}$ est le nombre d'onde optique de l'impulsion incidente. L'impulsion lumineuse incidente de longueur d'onde $\lambda_{v,p}$ pénètre dans la couche sur une longueur $\xi_{1,p}$. La résolution des équations de la chaleur et de propagation s'effectue dans le domaine de Fourier en ω . Les champs fréquentiels sont notés avec un \sim .

On exposera tout d'abord l'effet photo-thermique à travers la modélisation de l'absorption de l'onde optique et l'élévation de température induite. Puis, on décrira les ondes acoustiques ainsi générées dans la couche par l'effet thermo-élastique.

1.1.2.1 L'effet photo-thermique

L'effet photo-thermique est à l'origine de l'élévation de température qui résulte de l'absorption de l'onde lumineuse. Dans ce paragraphe nous modéliserons d'abord l'énergie apportée par l'onde lumineuse, puis nous la relierons à l'équation de la chaleur.

La densité d'énergie électromagnétique

Le processus de génération commence par l'arrivée d'une impulsion lumineuse qui irradie le milieu sur la surface du point laser S avec une énergie optique E . L'intensité optique $I_0 = E/S$ est partiellement transmise dans le milieu absorbant avec un

coefficient de transmission optique en intensité $T = (1 - R)$ où R est le coefficient de réflexion optique en intensité. L'onde électromagnétique transmise, d'intensité $I_0(1 - R)$, continue à s'enfoncer dans le milieu en diminuant peu à peu d'amplitude jusqu'à être totalement absorbée. L'énergie apportée au milieu par l'absorption de l'onde optique est donnée par la densité volumique d'énergie électromagnétique Q_1 pour la profondeur z ($z \in [0, d_1]$) :

$$Q_1(z, t) = \beta_{1,p} I_0 (1 - R) \delta(t) e^{-\beta_{1,p} z}, \quad (1.3)$$

où $\delta(t)$ est la dépendance temporelle de la source (cf. 1.1.1.3) et $\beta_{1,p} = 1/\xi_{1,p}$ est le coefficient d'absorption optique. Le calcul de la densité d'énergie est exposé dans l'annexe A.1. La densité est proportionnelle à l'énergie surfacique de l'impulsion incidente I_0 et présente un profil exponentiel décroissant dans l'espace. Plus le coefficient d'absorption optique est important, plus l'onde optique est absorbée sur une faible distance et plus la densité volumique d'énergie est concentrée sous la surface.

La perte d'amplitude d'un faisceau électromagnétique dans un milieu optiquement absorbant est modélisée par une enveloppe décroissante qui résulte de l'ajout d'une partie imaginaire à l'indice de réfraction optique $n_{1,p} = n'_{1,p} - j n''_{1,p}$ ² avec $n'_{1,p}$ la partie réelle et $n''_{1,p}$ la partie imaginaire. Dans l'annexe A.1, on établit que $\beta_{1,p} = 2n''_{1,p} q_{v,p}$, donc l'indice optique peut se réécrire :

$$n_{1,p} = n'_{1,p} - j \frac{\beta_{1,p} \lambda_{v,p}}{4\pi}. \quad (1.4)$$

Le caractère absorbant d'un matériau dépend donc du coefficient d'absorption optique $\beta_{1,p}$ et de la longueur d'onde de l'onde incidente $\lambda_{v,p}$.

Le champ thermique

L'apport d'énergie électromagnétique perturbe la répartition des électrons de la bande de conduction, les électrons ainsi excités diffusent dans le matériau et tendent à se désexciter. La désexcitation se traduit par un échauffement de la matière. La couche absorbante chauffe alors localement dans la limite de la diffusion des électrons.

2. La convention de calcul prise dans les calculs de ce manuscrit impose le signe *moins* pour avoir une enveloppe décroissante.

Dans la description du processus de génération, les effets de la diffusion électronique qui peuvent avoir lieu dans la profondeur sont négligés. En effet, ils sont considérés faibles car, en général, la longueur de diffusion des électrons est plus petite que la pénétration optique³.

L'élévation de température est reliée à l'énergie de l'onde optique par l'équation de la chaleur avec comme terme source la densité volumique d'énergie $\tilde{Q}_1(z, \omega)$:

$$\frac{\partial^2 \tilde{T}_1(z, \omega)}{\partial z^2} - \Gamma_1^2 \tilde{T}_1(z, \omega) = -\frac{\tilde{Q}_1(z, \omega)}{\rho_1 C_{p,1} \chi_1}, \quad (1.5)$$

où \tilde{T}_1 est la température résultant de l'absorption de l'énergie apportée par le laser, ρ_1 la densité volumique et $C_{p,1}$ la chaleur spécifique. Γ_1 est le coefficient de diffusion thermique : $\Gamma_1 = \sqrt{j\omega/\chi_1}$. Il est relié à la pulsation ω et à la diffusivité thermique du milieu $\chi_1 = \kappa_1/(\rho_1 C_{p,1})$ où κ_1 est la conductivité thermique.

La diffusivité thermique est un paramètre qui caractérise la capacité d'un matériau à diffuser la chaleur d'un point à un autre. Plus la diffusivité thermique d'un matériau est importante plus la chaleur se diffuse sur de grandes distances. Chaque matériau absorbant possède une diffusivité thermique à laquelle correspond une longueur de diffusion $l(\omega) = \sqrt{\frac{2\chi_1}{\omega}}$. Des exemples de longueurs de diffusion pour différents métaux sont répertoriés dans le tableau 1.1 pour une fréquence de 1 GHz. Les longueurs de diffusion ne dépassent pas les 200 nm pour 1 GHz, soit pas plus de 20 nm pour 100 GHz.

Matériaux	Al	Fe	Au	Ag	Ti	W	Zn	Cu
Diffusivité thermique ($10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$)	96,1	22,6	127,6	171,9	9,3	69,2	43,7	115,7
Longueur de diffusivité (10^{-7}m)	1,75	0,85	2,01	2,33	0,54	1,48	1,18	1,92

TABLE 1.1 – Tableau des diffusivités thermiques pour différents métaux et longueur de diffusion associée pour une fréquence de 1 GHz. [36]

3. L'effet de la diffusion électronique est comparable à une augmentation de la profondeur du profil exponentiel de la source. Ce qui revient à augmenter artificiellement la pénétration optique.

En appliquant la condition limite de flux nul à travers la surface la solution de l'équation de la chaleur s'écrit (cf. Annexe A.2.1) :

$$\tilde{T}_1(z, \omega) = \frac{\beta_{1,p} I_0 (1 - R)}{\kappa_1 (\Gamma_1^2 - \beta_{1,p}^2)} \left(-\frac{\beta_{1,p}}{\Gamma_1} e^{-\Gamma_1 z} + e^{-\beta_{1,p} z} \right), \quad (1.6)$$

avec $\tilde{f}(\omega) = 1$ car, ici, $f(t) = \delta(t)$.

L'évolution spatiale de la température dépend du coefficient de diffusion thermique du matériau Γ_1 et de l'absorption optique $\beta_{1,p}$. La partie qui dépend exponentiellement de Γ_1 exprime la diffusion de la chaleur dans la profondeur de la couche. En absence d'une seconde source à l'autre extrémité de la couche, la diffusion ne se fait que selon les z croissants, la composante est alors uniquement progressive. La température dépend également exponentiellement de $\beta_{1,p}$. Ce terme représente la dépendance de la température à la pénétration optique et est proportionnel au terme source $\tilde{Q}_1(z, \omega)$. La température est liée à la fréquence par $\Gamma_1 = \sqrt{j\omega/\chi_1}$, avec $\Re(\sqrt{j\omega/\chi_1}) > 0$.

Ainsi, l'évolution spatiale de la température dépend de la fréquence. Il apparaît que la contribution qui varie exponentiellement avec Γ_1 pourrait être négligée lorsque la partie réelle de Γ_1 est grande devant $\beta_{1,p}$, soit $\sqrt{\frac{\omega}{2\chi_1}} \gg \beta_{1,p}$. Le terme dominant de l'expression (1.6) est identifié à l'aide d'une fréquence caractéristique $\omega_T = \chi_1 \beta_{1,p}^2$ [32]. Pour des fréquences supérieures à ω_T ($\omega \gg \omega_T$), l'élévation de température est principalement due à l'absorption optique. Le profil de température est alors proportionnel à la densité d'énergie optique et son amplitude dépend de la diffusion. Inversement, si les fréquences sont inférieures à cette fréquence caractéristique $\omega \ll \omega_T$, le terme lié spatialement à la conductivité thermique par $e^{-\Gamma_1 z}$ est dominant dans l'expression de la température. Dans ce dernier cas, la partie réelle du terme $(\Gamma_1^2 - \beta_{1,p}^2)$ au dénominateur de l'amplitude peut changer de signe.

Dans le cas des métaux, la fréquence caractéristique va de la dizaine de MHz pour le titane à la dizaine de GHz pour l'or. Les fréquences qui nous intéressent en acoustique picoseconde sont comprises entre la dizaine et la centaine de GHz. ω_T est alors dans la majorité des cas plus petite que les fréquences étudiées, exception faite de certains métaux comme l'or. Ainsi, en acoustique picoseconde et pour les métaux qui

sont utilisés dans ce manuscrit, le champ de température résulte principalement de l'échauffement dû à l'absorption optique de l'onde électromagnétique. Toutefois, la diffusion thermique est conservée dans les modélisations qui suivent dans ce chapitre. Nous signalerons lorsqu'elle sera négligée pour certaines applications numériques dans la suite.

1.1.2.2 L'effet thermo-élastique

La température s'élève et entraîne une dilatation locale de la matière. L'expansion s'accompagne d'un déplacement des particules. Les particules tendent à retourner dans leur état d'équilibre, d'où l'apparition de contraintes mécaniques pour ramener l'ensemble du solide à son état de repos.

La contrainte totale $\sigma_{1,tot}$ est la somme d'une contrainte mécanique $\sigma_{1,m}$ et d'une contrainte thermique $\sigma_{1,th}$ qui résulte directement de l'élévation de température :

$$\sigma_{1,tot}(z, t) = \sigma_{1,m}(z, t) + \sigma_{1,th}(z, t) = C_1 \eta_1(z, t) - C_1 \alpha_1 T_1(z, t), \quad (1.7)$$

où C_1 est la constante de raideur mécanique, $\eta_1(z, t)$ est la déformation mécanique et α_1 est le coefficient de dilatation thermique.

Le champ de déplacement $u_1(z, t)$ créé dans la couche est relié au champ de température par l'équation de propagation et se résout dans le domaine de Fourier en fréquence :

$$\rho_1 \frac{\partial^2 \tilde{u}_1(z, \omega)}{\partial t^2} = \frac{\partial \tilde{\sigma}_{1,tot}}{\partial z} \Leftrightarrow \frac{\partial^2 \tilde{u}_1(z, \omega)}{\partial z^2} + k_1^2 \tilde{u}_1(z, \omega) = \alpha_1 \frac{\partial \tilde{T}_1(z, \omega)}{\partial z}, \quad (1.8)$$

où $k_1 = \omega \sqrt{\rho_1 / C_1}$ est le nombre d'onde acoustique. Le terme source de l'équation de propagation est donc proportionnel au gradient du champ de température.

En prenant les conditions limites :

- de température nulle en $z = d_1$:

$$\lim_{z \rightarrow d_1} \tilde{T}_1(z, \omega) \longrightarrow 0, \quad (1.9)$$

- et de contrainte totale nulle en $z = 0$ et $z = d_1$:

$$\frac{\partial \tilde{u}_1}{\partial z} - \alpha_1 \tilde{T}_1|_{z=0, d_1} = 0, \quad (1.10)$$

on obtient le champ de déplacement unidimensionnel suivant :

$$\tilde{u}_1(z, \omega) = \tilde{U}_1^{h+} e^{jk_1 z} + \tilde{U}_1^{h-} e^{-jk_1 z} + \tilde{U}_1^\Gamma e^{-\Gamma_1 z} + \tilde{U}_1^\beta e^{-\beta_{1,p} z}, \quad (1.11)$$

avec :

$$\tilde{U}_1^\Gamma = -\frac{\alpha_1 \tilde{T}_1^\Gamma \Gamma_1}{\Gamma_1^2 + k_1^2}, \quad \tilde{U}_1^\beta = -\frac{\alpha_1 \tilde{T}_1^\beta \beta_{1,p}}{\beta_{1,p}^2 + k_1^2}, \quad (1.12)$$

$$\tilde{U}_1^{h-} = -\frac{1}{2k_1 \sin(k_1 d_1)} \left[(\tilde{U}_1^\Gamma \Gamma_1 + \alpha_1 \tilde{T}_1^\Gamma) (e^{-\Gamma_1 d_1} - e^{jk_1 d_1}) + (\tilde{U}_1^\beta \beta_{1,p} + \alpha_1 \tilde{T}_1^\beta) (e^{-\beta_{1,p} d_1} - e^{jk_1 d_1}) \right], \quad (1.13)$$

$$\tilde{U}_1^{h+} = -\frac{1}{2k_1 \sin(k_1 d_1)} \left[(\tilde{U}_1^\Gamma \Gamma_1 + \alpha_1 \tilde{T}_1^\Gamma) (e^{-\Gamma_1 d_1} - e^{-jk_1 d_1}) + (\tilde{U}_1^\beta \beta_{1,p} + \alpha_1 \tilde{T}_1^\beta) (e^{-\beta_{1,p} d_1} - e^{-jk_1 d_1}) \right], \quad (1.14)$$

où \tilde{T}_1^Γ et \tilde{T}_1^β sont les amplitudes des solutions homogènes et particulières de l'équation de diffusion. Le détail des calculs est donné dans l'annexe [A.2](#).

La couche est d'une épaisseur finie, les ondes mécaniques qui s'y propagent se réfléchissent sur ses bords libres. Ces réflexions contribuent au champ de déplacement (cf. expression (1.11)) qui prend en compte l'onde progressive et rétrograde dans sa solution homogène, $\tilde{U}_1^{h+} e^{jk_1 z} + \tilde{U}_1^{h-} e^{-jk_1 z}$. La solution particulière $\tilde{U}_1^\Gamma e^{-\Gamma_1 z} + \tilde{U}_1^\beta e^{-\beta_{1,p} z}$, qui n'est pas propagative, a une forme spatiale identique à celle du champ de température. Les amplitudes \tilde{U}_1^{h-} et \tilde{U}_1^{h+} (cf. équation (1.13) et (1.14)) divergent quand $\sin(k_1 d_1) = 0$. Il y a alors des résonances acoustiques pour les fréquences $f_n = n v_{L,1} / (2d_1)$ avec $v_{L,1}$ la célérité de l'onde longitudinale dans le matériau composant la couche et $n \in \mathbb{N}$. Remarquons qu'avec nos hypothèses, $e^{-\Gamma_1 d_1} \ll 1$ et $e^{-\beta_{1,p} d_1} \ll 1$.

Dans la deuxième partie de ce premier chapitre, on verra que la méthode de détection est sensible au déplacement des interfaces et à l'intégrale de la déformation mécanique dans la couche. Il est donc nécessaire de connaître la déformation qui est ici la dérivée du déplacement par rapport à z :

$$\tilde{\eta}_1(z, \omega) = jk_1 \tilde{U}_1^{h+} e^{jk_1 z} - jk_1 \tilde{U}_1^{h-} e^{-jk_1 z} - \Gamma_1 \tilde{U}_1^\Gamma e^{-\Gamma_1 z} - \beta_{1,p} \tilde{U}_1^\beta e^{-\beta_{1,p} z}. \quad (1.15)$$

Une analyse plus détaillée des différents termes est effectuée dans la section 1.1.2.4 où sont illustrés le spectre et la forme temporelle du déplacement à l'interface $z = 0$.

1.1.2.3 Du fréquentiel au temporel

Dans cette thèse, les résolutions sont effectuées dans le domaine fréquentiel. Pour pouvoir comparer ces résolutions aux résultats expérimentaux, il sera nécessaire de passer dans le domaine temporel.

Les champs de température $T(z, t)$, les champs de déplacement $u(z, t)$ et des déformations associées $\eta(z, t)$ dans les couches sont calculés en utilisant une transformée de Fourier inverse :

$$f(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(z, \omega) e^{j\omega t} d\omega. \quad (1.16)$$

Or, comme mentionné précédemment, des points singuliers existent. Pour contourner cette singularité, on ajoute à la pulsation ω une partie imaginaire constante :

$$\omega^* = \omega - j\delta. \quad (1.17)$$

Le paramètre δ , à ne pas confondre avec une distribution de Dirac, prend des valeurs entre 0 et 1 et permet d'ajuster les résultats. Une étude sur les valeurs optimales de δ a été effectuée par R. Weaver en 1996 pour obtenir une précision correcte sur l'évaluation de l'intégrale numérique [37].

La transformée de Fourier inverse se réécrit alors :

$$f(z, t) = \frac{1}{2\pi} e^{\delta t} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(z, \omega^*) e^{j\omega t} d\omega. \quad (1.18)$$

1.1.2.4 Les déplacements et les déformations dans la couche opaque

La génération opto-acoustique est simulée dans une couche de titane (dont les paramètres sont consultables dans l'annexe A.4) d'épaisseur $d_1 = 300$ nm (cf. figure 1.1) et pour un faisceau pompe de fluence $I_0 = 500$ J.m⁻²⁴. La diffusion thermique est négligée et l'atténuation acoustique n'est pas prise en compte.

4. Valeur réaliste au regard des intensités utilisées lors des expérimentations.

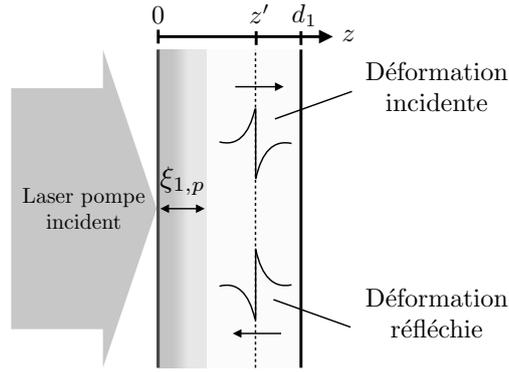


FIGURE 1.1 – Schéma de la couche absorbante de titane d'épaisseur d_1 . Le rayonnement du laser pompe est absorbé sur une longueur de pénétration optique $\xi_{1,p}$. Des ondes longitudinales sont générées.

Le déplacement qui met en mouvement la surface $z = 0$ de la structure est tout d'abord calculé afin de mettre en avant la contribution des solutions homogènes et particulières dans l'expression du déplacement total. Le spectre en fréquence ainsi que la forme temporelle des solutions homogène, particulière et totale du champ de déplacement sont représentés respectivement sur les figures 1.2.a et 1.2.b. L'abscisse des déplacements au cours du temps est normalisée par le temps d'aller-retour $t_{A/R}$ dans la couche.

La figure 1.2.a représente le spectre des solutions homogène (en tirets) et particulière (en pointillés) ainsi que le spectre du déplacement total (en ligne continue). Le spectre de la solution homogène du champ de déplacement présente des pics de résonance toutes les fréquences $f_n = n f_1$ où f_1 est la fréquence fondamentale et $n \in \mathbb{N}$. Les résonances résultent de l'annulation du dénominateur des amplitudes \tilde{U}_1^{h+} et \tilde{U}_1^{h-} en $\sin(k_1 d_1)$ de la solution homogène (cf. équation (1.13) et (1.14)).

Le spectre de la solution particulière est une hyperbole décroissante qui tend vers zéro pour les hautes fréquences. En effet, la solution particulière, en l'absence de diffusion thermique, est uniquement composée du terme qui dépend de la pénétration optique d'amplitude \tilde{U}_1^β (cf. équation (1.11)). L'amplitude \tilde{U}_1^β est une hyperbole décroissante (cf. équation (1.12)).

Le spectre du déplacement est la somme des deux spectres précédents. Comme

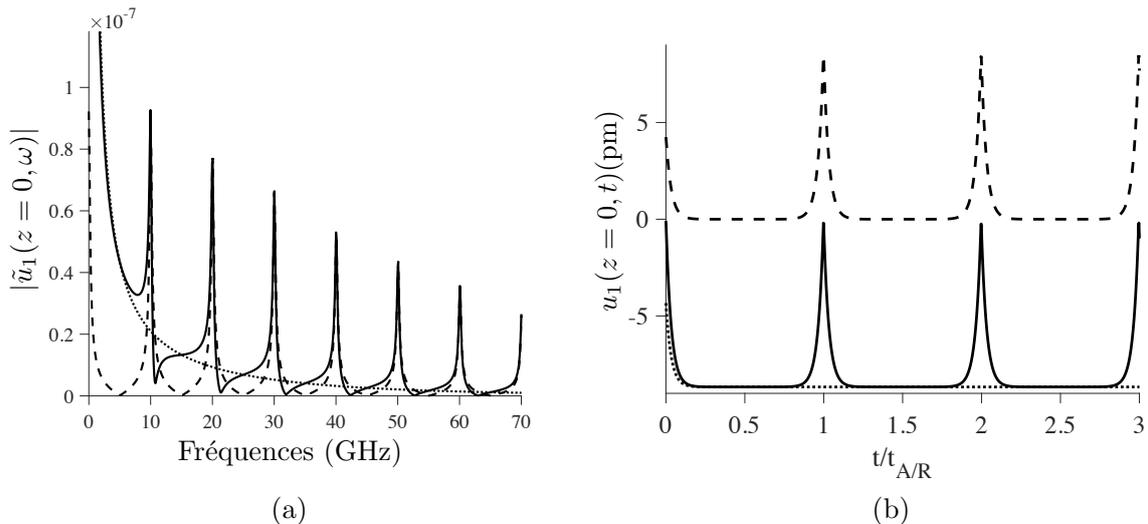


FIGURE 1.2 – a) Spectre du déplacement de la surface en $z = 0$ pour une couche de titane d'épaisseur $d_1 = 300$ nm et pour une longueur de pénétration optique du faisceau pompe de 20 nm (trait plein), spectre de la solution homogène (tirets) et spectre de la solution particulière (pointillés) ; b) forme temporelle du déplacement (trait plein), de la solution homogène (tirets) et de la solution particulière (pointillés).

attendu, sur la figure 1.2.a, le spectre du déplacement possède les mêmes résonances que le spectre de la solution homogène. Les premières résonances sont déformées par une décroissance hyperbolique qui correspond à la contribution de la solution particulière. La solution particulière est négligeable devant la solution homogène quand le nombre d'onde acoustique k_1 est grand devant $\beta_{1,p}$ c'est-à-dire quand ω est grand devant le produit $v_{L,1}\beta_{1,p}$. Ainsi, le spectre du déplacement total dépend donc fortement de la solution particulière en basses fréquences et de la solution homogène en haute fréquence quand ω est grand devant le produit $v_{L,1}\beta_{1,p}$.

Les formes temporelles du déplacement et des solutions homogène et particulière sont représentées sur la figure 1.2.b avec le même code de tracé de courbe. La solution homogène à l'interface $z = 0$ présente un pic périodique de période $T_1 = 1/f_1$. Ils correspondent à l'arrivée de l'onde qui fait des allers-retours dans la couche en $z = 0$. Ce sont des *échos*.

La valeur de la solution particulière (en pointillés) est constante et négative au cours du temps. Ce qui s'explique par le lien de la solution particulière au terme

source par l'amplitude \tilde{U}_1^β . \tilde{U}_1^β est proportionnelle à \tilde{T}_1^β qui, en absence de diffusion thermique, ne varie pas au cours du temps (cf. équation (1.12)). Le déplacement lié à la contrainte thermique, *i.e.* la solution particulière, est alors constant au cours du temps et représente le déplacement de la surface vers les abscisses négatives dû à la dilatation thermique.

La solution totale du champ de déplacement est la somme de la solution homogène et particulière. Elle est du même profil que la solution homogène et suit la valeur négative et constante de la solution particulière. Dans le cas où l'épaisseur de la couche est beaucoup plus grande que la longueur de diffusion thermique aux fréquences considérées, le déplacement de la surface opposée dépend uniquement de la solution homogène car $\tilde{U}_1^\beta = 0$. Les échos arrivent tous les temps correspondant à un aller et plusieurs allers-retours.

Sur la figure 1.2.b, les échos ont une forme monopolaire et leur amplitude est constante malgré les multiples allers-retours. Ils représentent le déplacement de la surface quand l'onde se réfléchit sur l'interface couche/air en $z = 0$. Le coefficient de réflexion acoustique à cette interface est $r_{1v}^{ac} = (Z_1 - Z_v)/(Z_1 + Z_v)$ avec les impédances acoustiques $Z_1 = \rho_1 v_{L,1}$ et $Z_v = \rho_v v_{L,v}$ où ρ_v est la masse volumique de l'air et $v_{L,v}$ est la vitesse de l'onde acoustique dans l'air. Comme $Z_1 \gg Z_v$, le coefficient de réflexion acoustique est alors égal à 1. L'onde se réfléchit donc sans changer de signe, ce qui donne la forme monopolaire du pic, et elle conserve son amplitude initiale [38].

Aux déplacements dans la couche correspondent des déformations. La contrainte à la surface en $z = 0$ étant nulle, la déformation totale l'est également. La déformation totale est la somme d'une solution homogène, propagative, et particulière, non propagative. Afin de ne pas faire apparaître la contribution de la contrainte thermique à la solution particulière non propagative, on analyse l'allure au cours du temps des impulsions de déformation calculées au centre d'une couche de titane d'épaisseur 300 nm (cf. figure 1.3).

Sur la figure 1.3, la déformation à $t/t_{A/R} = 0,25$ est l'onde mécanique en $z = d_1/2$ qui vient d'être générée et qui se propage vers la surface en $z = d_1$. La deuxième

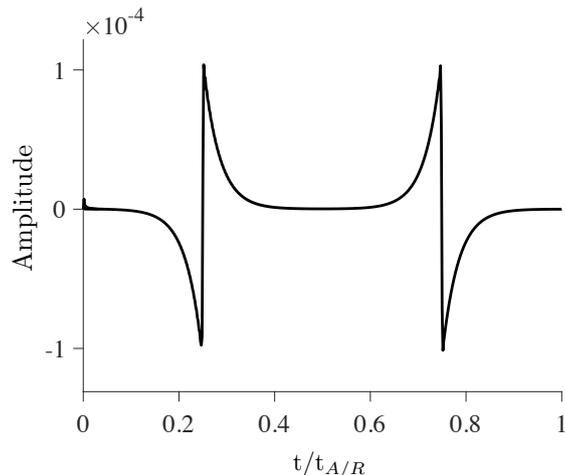


FIGURE 1.3 – Déformation $\eta_1(d_1/2, t/t_{A/R})$ au cours du temps au centre d’une couche absorbante avec $t_{A/R}$ le temps d’un aller-retour dans la couche.

déformation à $t/t_{A/R} = 0,75$ correspond à la première déformation qui s’est réfléchiée sur l’interface $z = d_1$ et qui revient vers l’interface de génération $z = 0$.

La bipolarité du profil des déformations s’explique par l’impulsion acoustique qui se scinde en deux lors de sa génération sous la surface. Une partie de la déformation mécanique part vers la surface $z = 0$ de la couche et l’autre vers le fond de la couche. Le coefficient de réflexion en déformation à l’interface couche/air à $z = 0$ valant -1 la partie de la déformation qui s’y réfléchit change de signe [38]. La déformation totale qui s’éloigne vers le fond présente alors un profil dipolaire avec deux profils exponentiels inversés qui sont caractérisés chacun par le temps $\tau_1 = \xi_{1,p}/v_{L,1}$. La déformation s’éloigne vers le fond et se réfléchit à l’interface $z = d_1$. La déformation après réflexion qui apparaît à $t/t_{A/R} = 0,75$ est alors entièrement inversée par rapport à l’onde incidente.

Dans un second temps, les déformations pour d’autres profondeurs sont tracées sur la figure 1.4. De haut en bas et en ligne continue est représentée la déformation totale pour les profondeurs $z/\xi_{1,p} = 0; 0,5; 1; 2; 3; 4; 5$. Elles sont accompagnées de leur solution particulière visible sur la même figure en tirets.

À l’interface $z = 0$, la déformation totale est constante au cours du temps. Les déformations plus profondes présentent un profil bipolaire. Plus on s’éloigne de la

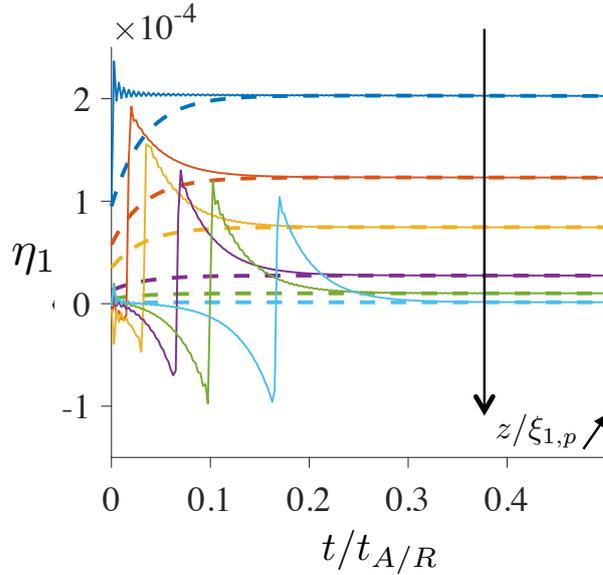


FIGURE 1.4 – Déformations $\eta_1(z/\xi_{1,p}, t/t_{A/R})$ dans une couche de titane de 300 nm à différentes profondeurs sans diffusion thermique, de haut en bas : $z/\xi_{1,p} = 0; 0,5; 1; 2; 3; 4; 5$. En ligne continue est représentée la solution totale de la déformation et en tirets la solution particulière qui dépend de la source thermique.

surface, plus le profil devient symétrique. Les déformations pour les profondeurs $z/\xi_{1,p} = 0, 5; 1; 2; 3$ et 4 ont, en plus de la variation bipolaire, une valeur constante dans le temps qui diminue avec la profondeur. Le profil dipolaire est associé à la contribution de la solution homogène. La valeur limite de la déformation est issue de la contribution de la solution particulière. Sur la figure 1.4, la solution particulière (en tirets) pour les mêmes profondeurs augmente jusqu'à atteindre la même asymptote horizontale que les déformations totales auxquelles elles sont associées. À une profondeur donnée et sans diffusion thermique, la solution particulière de la déformation ne dépend que du terme $-\beta_{1,p}\tilde{U}_1^\beta e^{-\beta_{1,p}z}$ qui dépend lui-même de la température \tilde{T}_1^β (cf. équation (1.12)). La température ne varie pas au cours du temps et son profil spatial est par conséquent proportionnel à la densité d'énergie électromagnétique représentée figure 1.5. Suivant le profil exponentiel de la densité pour chaque profondeur considérée, la solution particulière atteint donc, au delà du temps $\tau_1 = \xi_{1,p}v_{L,1}$, une valeur limite qui diminue avec la profondeur.

L'asymptote horizontale est associée à la contrainte résiduelle. C'est la partie sta-

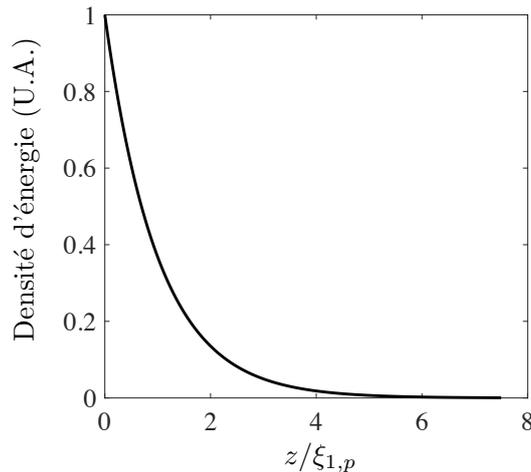


FIGURE 1.5 – Densité d'énergie électromagnétique selon la profondeur dans une couche de titane d'épaisseur 300 nm.

tique de la déformation qui résulte de l'échauffement de la couche. La partie dynamique de la déformation est représentée par la variation dipolaire. En prenant en compte la diffusion thermique, la contrainte résiduelle varie avec le temps comme on peut le voir sur la figure 1.6. La partie statique de la déformation dépend de l'ensemble des termes qui composent la solution particulière : $-\beta_{1,p}\tilde{U}_1^\beta e^{-\beta_{1,p}z}$ et $-\Gamma_1\tilde{U}_1^\Gamma e^{-\Gamma_1z}$. À une profondeur donnée, les amplitudes \tilde{U}_1^β et \tilde{U}_1^Γ sont proportionnelles aux amplitudes \tilde{T}_1^β et \tilde{T}_1^Γ du champ de température. Aux profondeurs $z/\xi_{1,p} = 0; 0,5; 1; 2; 3; 4; \text{ et } 5$, le profil de la déformation résiduelle est alors proportionnel à celui du champ de température qui se diffuse dans la couche au cours du temps et tend vers zéro aux temps longs.

Ainsi, le profil des déformations aux temps longs change selon que la diffusion thermique est prise ou non en compte. Dans la partie 1.1.4.3, on verra qu'en modifiant les conditions limites de la couche absorbante, le profil de la déformation dynamique ne présentera pas toujours un profil dipolaire.

Dans cette section, on a décrit et analysé la modélisation de la génération opto-thermo-élastique. On a vu que les contraintes engendrées par dilatation de la matière sont composées d'une contrainte mécanique et thermique. En basse fréquence, la contrainte dépend de la contrainte thermique et en haute fréquence, elle dépend de la contrainte mécanique. On a illustré la dépendance du profil général des déforma-

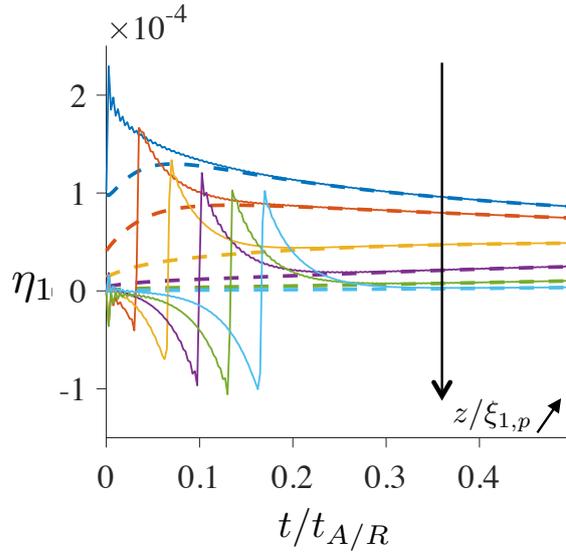


FIGURE 1.6 – Déformations $\eta_1(z/\xi_{1,p}, t/t_{A/R})$ dans une couche de titane de 300 nm à différentes profondeurs avec diffusion thermique, de haut en bas : $z/\xi_{1,p} = 0; 0,5; 1; 2; 3; 4; 5$. En ligne continue est représentée la solution totale de la déformation et en tirets la solution particulière qui dépend de la source thermique.

tions aux coefficients de diffusion thermique et d'absorption optique. Dans la suite, on présente l'effet des caractéristiques optiques, thermiques et acoustiques sur le profil bipolaire des déformations localisées en temps.

1.1.3 L'influence des caractéristiques physiques des matériaux

Comme il a été vu dans la section 1.1.2.4, la déformation générée sous la surface d'une couche absorbante en conditions de bords libres présente un profil bipolaire symétrique composé de deux branches exponentielles décroissantes. Le profil exponentiel décroissant est caractérisé par une largeur temporelle $\tau_1 = 1/(\beta_{1,p}v_{L,1})$ et dépend des caractéristiques optiques et mécaniques du matériau qui compose la couche. Nous allons étudier dans les prochains paragraphes la modification du profil de la déformation en fonction de trois paramètres physiques du matériau : l'absorption optique, la diffusion thermique et la visco-élasticité.

1.1.3.1 L'absorption optique

Le profil dipolaire de la déformation est caractérisé par une largeur temporelle $\tau_1 = \xi_{1,p}/v_{L,1}$ et dépend par conséquent du coefficient d'absorption optique $\beta_{1,p} = 1/\xi_{1,p}$ du matériau. Plus $\beta_{1,p}$ est grand, plus le faisceau lumineux incident est absorbé sur une petite distance. Le profil exponentiel des deux branches a alors une largeur temporelle qui diminue comme le montre la figure 1.7 qui représente une déformation à $z = d_1/2$ au cours du temps pour différents $\beta_{1,p}$ où d_1 est l'épaisseur de la couche. Afin d'avoir la largeur temporelle des branches exponentielles décroissantes, le temps est centrée sur le passage à zéro de la déformation.

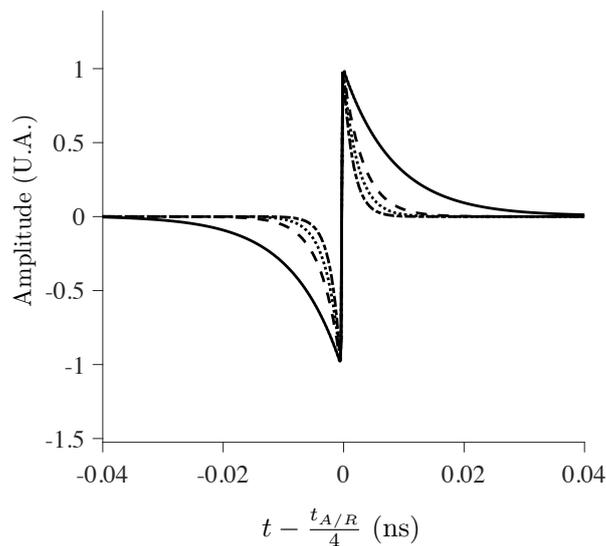


FIGURE 1.7 – Déformations à $z = d_1/2$ dans une couche de titane pour différents $\beta_{1,p} = 1/\xi_{1,p}$: trait plein : $\xi_{1,p} = 50$ nm ; tirets : $\xi_{1,p} = 20$ nm ; pointillés : $\xi_{1,p} = 15$ nm ; et tirets - pointillés : $\xi_{1,p} = 10$ nm.

1.1.3.2 La diffusion thermique

La capacité à diffuser la chaleur influe sur la génération des déformations mécaniques. La figure 1.8 illustre l'influence de ce paramètre. Elle représente des déformations à $z = d_1/2$ dans une couche de titane d'épaisseur d_1 de 300 nm pour différentes valeurs de diffusion thermique χ allant de $0 \text{ nm}^2.\text{ps}^{-1}$ à $210 \text{ nm}^2.\text{ps}^{-1}$. Le temps est centré en zéro afin d'avoir de part et d'autre la largeur temporelle des branches dé-

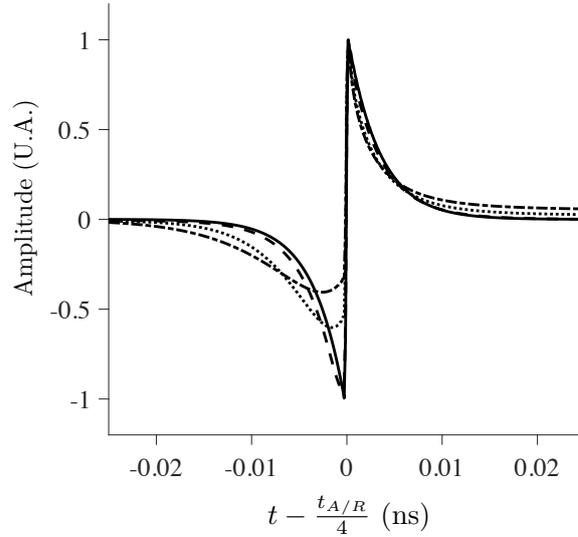


FIGURE 1.8 – Déformations à $z = d_1/2$ au cours du temps dans une couche de titane d'épaisseur d_1 de 300 nm pour quatre valeurs de diffusivité thermique χ_1 . Les courbes en trait plein, pointillés, tirets et pointillés-tirets correspondent respectivement à une diffusivité de $0 \text{ nm}^2.\text{ps}^{-1}$, $20 \text{ nm}^2.\text{ps}^{-1}$, $100 \text{ nm}^2.\text{ps}^{-1}$ et $210 \text{ nm}^2.\text{ps}^{-1}$. Pour rappel, la diffusivité thermique du titane est de $9,2 \text{ nm}^2.\text{ps}^{-1}$.

croissantes en ns. On peut voir sur la figure 1.8 qu'avec l'augmentation de la diffusion thermique, les profils bipolaires des déformations sont de plus en plus asymétriques. La diffusion du champ de température vers le fond de la couche permet la création de points de génération acoustique dans la profondeur en plus de celui qui est directement sous la surface. L'écho acoustique engendré se scinde en deux (cf. 1.1.2.4) : une partie part vers la surface de la couche et une deuxième vers le fond. Or, la diffusion de la chaleur étant plus lente que l'écho acoustique, la partie de la déformation engendrée qui part vers le fond de la couche se superpose avec l'écho généré sous la surface qui s'est réfléchi sur la surface. Ainsi, au regard de la figure 1.8, l'effet de la diffusion thermique est très faible pour le titane qui a une valeur de diffusivité thermique χ_1 de $9,2 \text{ nm}^2.\text{ps}^{-1}$.

1.1.3.3 La visco-élasticité

Le dernier paramètre physique qui a une influence sur les ondes mécaniques dans une couche absorbante est l'atténuation acoustique. En effet, dans la gamme des fréquences

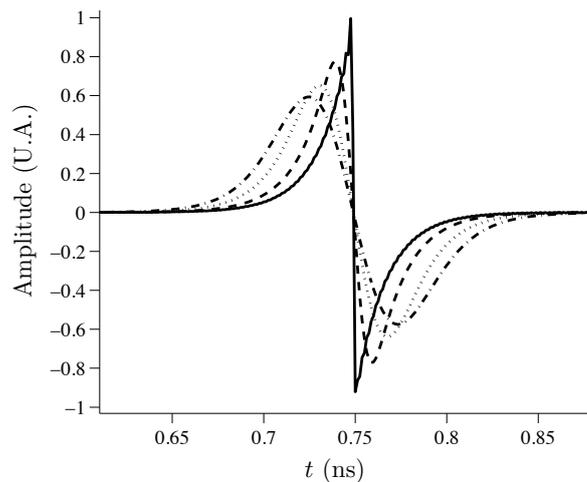


FIGURE 1.9 – Déformations au cours du temps à $z = d_1/2$ dans une couche de titane d'épaisseur 300 nm pour quatre valeurs de γ_1 . En trait plein : 0 GPa.ns ; en tirets : $10^{-5} \cdot C'_1$ GPa.ns ; en pointillés : $5 \cdot 10^{-5} \cdot C'_1$ GPa.ns ; en tirets/pointillés : $10^{-4} \cdot C'_1$ GPa.ns.

ultra-sonores, beaucoup de matériaux présentent des pertes visco-élastiques. Elles sont associées à la présence d'une partie imaginaire dans les coefficients du tenseur d'élasticité. De nombreux modèles existent pour représenter l'effet de l'atténuation acoustique, notamment le modèle de Kelvin-Voigt qui est utilisé dans ce manuscrit. Dans ce modèle, le coefficient d'élasticité complexe s'écrit : $C_1 = C'_1 + j\omega\gamma_1$ où C'_1 est la partie réelle du coefficient d'élasticité. La partie imaginaire dépend d'un coefficient de viscosité γ_1 et de la fréquence ω . La vitesse de phase des ondes acoustiques n'est plus indépendante de la fréquence. L'atténuation acoustique se traduit par la diminution d'amplitude de l'onde acoustique au cours de sa propagation.

La déformation au centre d'une couche de titane pour différents γ_1 est tracée au cours du temps sur la figure 1.9 (l'atténuation γ_1 estimée⁵ du titane est de $10^{-4} \cdot C'_1$ GPa.ns). La déformation s'est réfléchiée sur l'interface du fond et a parcouru une distance égale à une fois et demie l'épaisseur de la couche. Comme attendu, plus la viscosité est importante plus l'amplitude de la déformation diminue. Une dispersion est également visible par un élargissement temporel de la déformation et une diminution de la pente de la tangente à $t = 0,75$ ns. La dispersion est de plus en

5. Valeur estimée à partir de confrontations calcul/mesure non présentées dans le manuscrit.

plus grande avec l'augmentation du coefficient de viscosité.

La présentation du processus de génération opto-acoustique dans une couche absorbante a permis de décrire la génération d'ondes acoustiques à partir de l'absorption d'un faisceau lumineux. La réponse transitoire a été étudiée en fonction des différentes caractéristiques physiques (optique, thermique et acoustique) d'une couche optiquement absorbante en conditions de bords libres. On se propose maintenant de regarder la génération dans un transducteur saphir-titane.

1.1.4 La génération dans un transducteur saphir-titane chargé

Dans ce paragraphe, un modèle qui permet de représenter la génération opto-acoustique et le comportement des ondes est exposé dans une structure où la couche métallique est en contact sur chacune de ses faces avec un milieu considéré semi-infini. Ce modèle nous permettra d'illustrer l'effet de la modification des conditions aux limites de la couche absorbante sur le profil des déformations.

Ainsi que le décrit la figure 1.10, la génération opto-acoustique est réalisée dans une couche absorbante d'épaisseur d_1 (couche 1) chargée par deux milieux considérés semi-infinis en $z = 0$ et $z = d_1$ (milieux 0 et 2). Les deux milieux sont semi-infinis du point de vue de l'optique, de la thermique et de l'acoustique. Le milieu 0 est supposé transparent optiquement, c'est à dire d'absorption optique négligeable.

Chaque milieu i est caractérisé par des propriétés :

- optiques avec un indice de réfraction $n_{i,p}$, un vecteur d'onde optique $q_{i,p} = n_{i,p}q_{v,p}$ et une longueur de pénétration optique $\xi_{i,p}$ avec $\beta_{i,p} = 1/\xi_{i,p}$ le coefficient d'absorption optique ;
- thermiques avec une conductivité thermique κ_i , une chaleur spécifique $C_{p,i}$, une diffusivité thermique $\chi_i = \kappa_i/\rho_i C_{p,i}$ et un coefficient de diffusion thermique $\Gamma_i = \sqrt{j\omega/\chi_i}$;
- mécaniques avec une constante de raideur mécanique C_i , une vitesse de propagation de l'onde mécanique longitudinale $v_{L,i}$, une masse volumique ρ_i et une impédance acoustique $Z_i = \rho_i v_{L,i}$.

Des impulsions lumineuses incidentes de longueur d'onde $\lambda_{v,p}$ sont focalisées sur la

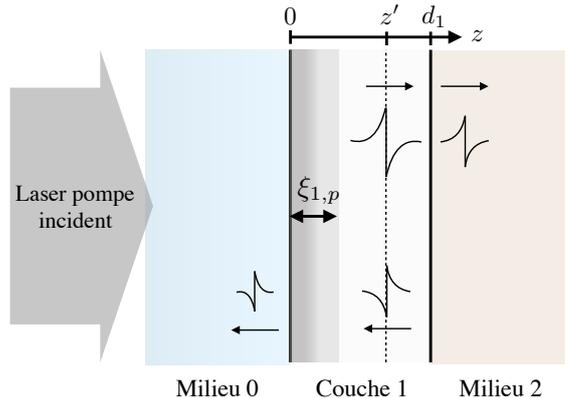


FIGURE 1.10 – Schéma de la structure étudiée : couche d'épaisseur d_1 chargée par deux milieux semi-infinis. Le rayonnement du laser pompe est absorbé dans la couche 1.

couche 1 à l'interface entre le milieu 0 et la couche 1. L'onde électromagnétique est partiellement transmise à cette interface. L'épaisseur de la couche 1 est très supérieure à la longueur de pénétration optique $\xi_{1,p}$ de sorte que l'impulsion lumineuse est entièrement absorbée avant d'atteindre l'interface entre la couche et le milieu 2. La réflexion optique à l'interface entre la couche 1 et le milieu 2 est donc négligée.

Nous allons tout d'abord exposer le calcul de l'élévation de température dans une structure composée d'une couche absorbante chargée de deux milieux semi-infinis. Ensuite, nous présenterons le calcul du champ de déplacement généré. Puis, nous simulerons les déplacements et les déformations dans un transducteur mono-couche saphir-titane. Enfin, nous montrerons les modifications du champ acoustique provoquées par le chargement du transducteur avec un milieu semi-infini représentatif d'une cellule.

1.1.4.1 Le calcul de la densité d'énergie électromagnétique et des champs thermiques

La couche 1 absorbe le champ électromagnétique. Il en résulte une densité d'énergie électromagnétique, $Q_1 \neq 0$. Le milieu 0 n'est pas absorbant : la densité d'énergie absorbée dans ce dernier est nulle, $Q_0 = 0$. La densité d'énergie Q_1 , absorbée par la couche 1, s'écrit :

$$Q_1(z, t) = \beta_{1,p} I_0 (1 - R_{01}) f_t(t) e^{-\beta_{1,p} z}, \quad (1.19)$$

où R_{01} est le coefficient de réflexion optique en intensité à l'interface entre le milieu 0 et la couche 1, I_0 est l'énergie électromagnétique incidente par unité de surface, et $f_t(t)$ est la dépendance temporelle de la source.

Afin de calculer les températures résultant de l'absorption dans le milieu absorbant, on fixe les conditions limites thermiques de la structure en $z=0$:

- continuité des flux

$$\Phi_0(z = 0, t) = \Phi_1(z = 0, t); \quad (1.20)$$

- discontinuité du champ de température

$$T_1(z = 0, t) - T_0(z = 0, t) = R_{th,01}\Phi_1(z = 0, t), \quad (1.21)$$

où $R_{th,01}$ est une résistance thermique d'interface qui représente la résistance rencontrée par un flux Φ pour traverser une interface. L'effet de la résistance thermique $R_{th,01}$ sur le champ de température a déjà été étudié [39]. Dans cette modélisation, l'interface est considérée comme parfaite $R_{th,01} = 0$. Le flux traverse entièrement l'interface et le champ de température est continu :

$$T_0(z = 0, t) = T_1(z = 0, t). \quad (1.22)$$

L'épaisseur de la couche absorbante est très grande devant la longueur de diffusion thermique aux fréquences considérées ($d_1 \gg 1/\Re(\Gamma_1)$). Par conséquent, le champ de température s'annule avant l'interface entre la couche 1 et le milieu 2. D'un point de vue thermique, tout se passe comme si la couche 1 était semi-infinie et que le milieu 2 n'existait pas. La résolution de l'équation de la chaleur dans le domaine de Fourier est détaillée dans l'annexe A.3.1. Les champs de température calculés dans le milieu 0 et la couche 1 sont notés \tilde{T}_0 et \tilde{T}_1 et s'écrivent :

- pour $z \in]-\infty, 0]$

$$\tilde{T}_0(z, \omega) = -\frac{\beta_{1,p}I_0(1 - R_{01})}{(\Gamma_1 - \beta_{1,p})(\kappa_0\Gamma_0 + \kappa_1\Gamma_1)}e^{\Gamma_0 z}; \quad (1.23)$$

- et pour $z \in [0, d_1]$

$$\tilde{T}_1(z, \omega) = -\frac{\beta_{1,p}I_0(1 - R_{01})}{\kappa_1(\Gamma_1^2 - \beta_{1,p}^2)} \left(\frac{\kappa_0\Gamma_0 + \beta_{1,p}\kappa_1}{\kappa_0\Gamma_0 + \kappa_1\Gamma_1} e^{-\Gamma_1 z} - e^{-\beta_{1,p}z} \right). \quad (1.24)$$

Les deux champs de température s'éloignent de la source : dans le milieu 0, la partie homogène du champ comporte un terme rétrograde; dans le milieu 1, ce terme est

progressif. Ils dépendent du coefficient de diffusion thermique des deux milieux. En outre, par sa solution particulière, seule \tilde{T}_1 présente une évolution spatiale dépendant de la pénétration optique de l'impulsion lumineuse. Cela est logique puisque le milieu 0 ne contient pas de source thermique puisqu'il est transparent. Le champ de température dans le milieu 0 est alors uniquement issu de la continuité thermique à l'interface $z = 0$ avec la couche 1.

1.1.4.2 Le champ de déplacement associé

Les champs de température issus directement et indirectement de l'absorption de l'impulsion lumineuse sont les sources des ondes acoustiques. Les ondes générées dans la couche 1 se réfléchissent partiellement aux interfaces en $z = 0$ et en $z = d_1$ et sont ainsi partiellement transmises dans le milieu 0 et le milieu 2. La solution homogène du champ de déplacement dans la couche 1 doit donc tenir compte des ondes progressives et rétrogrades. Les milieux 0 et 2 sont semi-infinis, les solutions particulières se propagent dans une seule direction respectivement rétrograde et progressive. Enfin, les ondes qui se propagent dans le milieu 2 sont uniquement le fruit de la transmission à l'interface $z = d_1$. Ce qui n'est pas le cas pour le milieu 0 où il faut tenir compte de la génération par la diffusion de la source thermique de la couche 1 vers le milieu 0.

Les champs de déplacement dans les trois milieux s'écrivent :

- dans le milieu 0

$$\tilde{u}_0(z, \omega) = \tilde{U}_0^{h+} e^{jk_0 z} + \tilde{U}_0^\Gamma e^{\Gamma_0 z}; \quad (1.25)$$

- dans le milieu 1

$$\tilde{u}_1(z, \omega) = \tilde{U}_1^{h-} e^{-jk_1 z} + \tilde{U}_1^{h+} e^{jk_1 z} + \tilde{U}_1^\Gamma e^{-\Gamma_1 z} + \tilde{U}_1^\beta e^{-\beta_{1,p} z}; \quad (1.26)$$

- dans le milieu 2

$$\tilde{u}_2(z, \omega) = \tilde{U}_2^{h-} e^{-jk_2 z}, \quad (1.27)$$

où \tilde{U}_i^{h-} et \tilde{U}_i^{h+} sont respectivement les amplitudes des champs progressif et rétrograde de la solution homogène; \tilde{U}_i^Γ et \tilde{U}_i^β sont les amplitudes des parties du champ dont l'évolution spatiale dépend du coefficient de diffusion thermique et de la pénétration optique.

Les calculs et les formes explicites des amplitudes sont développés dans l'annexe [A.3.2](#). Les amplitudes des solutions homogènes et particulières sont obtenues en appliquant des conditions de continuité des déplacements et des contraintes aux interfaces. Les amplitudes des solutions homogènes sont calculées en résolvant le système :

$$\mathcal{M} \underbrace{\begin{bmatrix} \tilde{U}_1^{h-} \\ \tilde{U}_1^{h+} \\ \tilde{U}_0^{h+} \\ \tilde{U}_2^{h-} \end{bmatrix}}_{\mathcal{X}} = \mathcal{S}. \quad (1.28)$$

La matrice \mathcal{M} , ou encore la matrice des coefficients, est une matrice carrée d'ordre 4. Le vecteur \mathcal{X} contient les amplitudes des solutions homogènes des trois champs de déplacement et le vecteur \mathcal{S} contient tous les termes relatifs aux solutions particulières. Les valeurs du vecteur \mathcal{X} sont obtenues en inversant la matrice des coefficients \mathcal{M} : $\mathcal{X} = \mathcal{M}^{-1}\mathcal{S}$. Contrairement à une couche en conditions de bords libres, la matrice \mathcal{M} est inversible aux fréquences de résonance grâce aux pertes dues au passage des ondes dans les milieux 0 et 2.

1.1.4.3 L'acoustique dans un transducteur opto-acoustique mono-couche : saphir - titane

Dans cette partie, nous simulons la génération dans un transducteur saphir-titane. La simulation ne prend pas en compte l'atténuation acoustique, ni la diffusion thermique. L'étude des signaux mettra en avant les modifications provoquées par la présence d'un substrat transparent, puis par le chargement par un milieu acoustiquement semi-infini (milieu 2) sur la structure (cf. figure [1.10](#)).

Un transducteur saphir-titane

La perturbation mécanique dans un transducteur opto-acoustique saphir-titane est calculée par la méthode décrite au paragraphe précédent. Les paramètres des matériaux utilisés sont renseignés dans l'annexe [A.4](#). La couche de titane a une épaisseur $d_1 = 300$ nm et la diffusion thermique n'est pas prise en compte.

Sur la figure [1.11](#), on a représenté les déplacements et les déformations dans le substrat

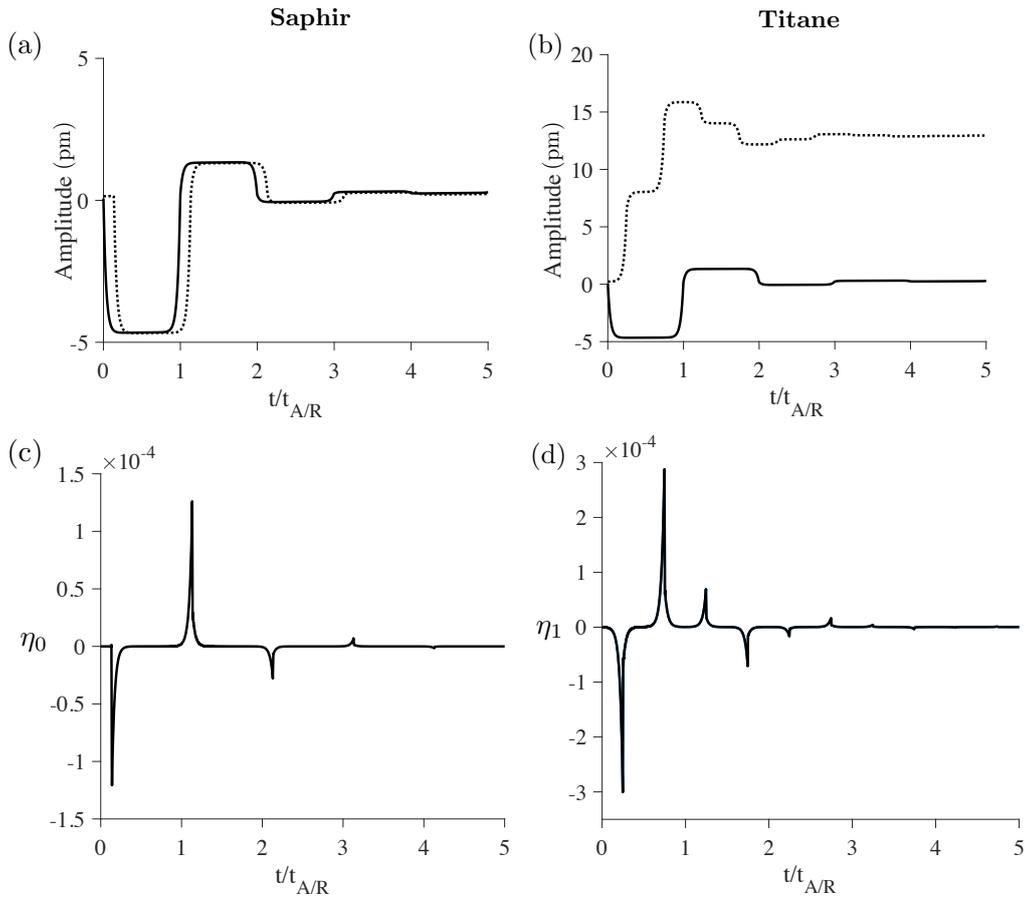


FIGURE 1.11 – Déplacements et déformations dans le substrat de saphir (à gauche) et dans la couche de titane (à droite). a) et b) déplacements en $z = 0$ (en trait continu) et $z = \pm d_1/2$ (en tirets) ; c) et d) déformations en $z = \pm d_1/2$. La diffusion thermique est négligée et la couche de titane a une épaisseur de 300 nm. Le faisceau pompe a une fluence de $I_0 = 500 \text{ J.m}^{-2}$.

de saphir (à gauche) et dans la couche de titane (à droite). Les déplacements dans la couche de titane et le substrat de saphir sont calculés à l'interface $z = 0$ et à la profondeur $z = \pm d_1/2$ et sont tracés sur les figures 1.11.a et 1.11.b. Le profil des déplacements en forme de marche est dû aux réflexions sur les interfaces. Comme expliqué pour une couche de titane en condition de bords libre dans la section 1.1.2.4, le signe du coefficient de réflexion acoustique en déplacement est lié aux valeurs des impédances acoustiques des matériaux de part et d'autre des interfaces. Le saphir a une impédance plus importante que le titane ($Z_{\text{saph}} > Z_{\text{Ti}}$). Le coefficient de réflexion acoustique à l'interface $r_{\text{saph,Ti}}^{ac}$ est donc négatif et supérieur à -1 ($|r_{\text{saph,Ti}}^{ac}| < 1$). Ainsi,

en $z = d_1$ où $r_{\text{Ti},v}^{ac} = 1$, l'onde qui se réfléchit est identique à l'onde incidente alors qu'en $z = 0$, elle se réfléchit à l'interface avec un déphasage de π et son amplitude diminue (cf. figures 1.11.a et 1.11.b).

Les déplacements dans la couche de saphir en $z = 0$ et en $z = -d_1/2$ sont identiques à un déphasage près et ne présentent pas de réflexion sur le fond du milieu 0 contrairement aux déplacements de la couche de titane. Cela est normal vu qu'en vertu de la continuité des déplacements et des contraintes, les ondes acoustiques qui se propagent dans le saphir sont uniquement issues de la transmission des ondes à travers l'interface saphir-titane en $z = 0$. Le milieu 0 étant semi-infini acoustiquement, les ondes acoustiques ne se réfléchissent donc pas, contrairement à celles dans la couche de titane qui est d'épaisseur finie.

Les déformations correspondant aux déplacements en $z = -d_1/2$ (dans le saphir) et $z = d_1/2$ (dans le titane) sont respectivement tracées sur les figures 1.11.c et 1.11.d. On peut voir que les échos ont des profils monopolaires asymétriques. Cela est dû à la modification de l'interface de génération. En effet, lors de la génération, une partie de la déformation générée rencontre la surface titane/saphir et se réfléchit avec un coefficient de réflexion positif et inférieur à 1. Un agrandissement du profil de la déformation dans la couche de titane est représenté par la courbe en trait plein sur la figure 1.12. Si l'on remplaçait le saphir par du verre ($Z_{\text{SiO}_2} < Z_{\text{Ti}}$), la déformation se réfléchirait avec un coefficient négatif et aurait le profil représenté par la déformation tracée en tiret sur la figure 1.12. Ainsi, la nature du milieu transparent qui précède la couche absorbante où a lieu la génération influe sur le profil des déformations générées.

Malgré l'absence d'atténuation acoustique, l'amplitude des déformations sur les figures 1.11.c et 1.11.d diminue au cours du temps à partir de $t/t_{A/R} = 1,25$ qui correspond au temps de trajet d'une onde pour faire un aller-retour dans la couche et arriver en $z = d_1/2$. L'onde a alors rencontré une fois l'interface saphir-titane. Sa transmission partielle à travers l'interface est responsable de la perte d'amplitude.

Ainsi, l'influence d'un substrat en contact avec une couche absorbante et opaque

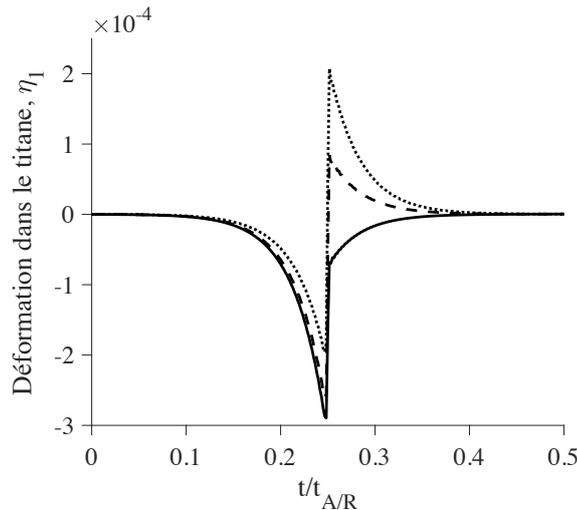


FIGURE 1.12 – Déformations dans la couche de titane en $z = d_1/2$ déposée sur du saphir (trait plein) et du verre (tiret). La courbe en pointillés représente la déformation pour une couche en conditions de bords libres.

sur le profil du déplacement et de la déformation a été exposée. Dans la suite, on analyse l'effet de la présence d'un échantillon sur l'amplitude des déformations.

Un transducteur chargé d'un échantillon

La présence d'un milieu (milieu 2 sur la figure 1.10) représentatif d'un échantillon sur le transducteur modifie la seconde interface de la couche absorbante. Sur le même transducteur saphir-titane, on rajoute donc un milieu semi-infini acoustiquement avec $Z_2 < Z_{Ti}$. L'onde acoustique est alors partiellement transmise à travers l'interface en $z = d_1$ et le coefficient de réflexion en déformation est négatif et supérieur à -1 .

Sur la figure 1.13 est représentée la déformation au centre d'une couche de titane d'épaisseur 300 nm déposée sur un substrat de saphir et chargée par un milieu semi-infini dont les paramètres physiques, consultables en annexe A.4, s'approchent de ceux d'une cellule. Le faisceau pompe a une fluence $I_0 = 500 \text{ J.m}^{-2}$. L'amplitude de l'onde acoustique diminue au fur et à mesure de ses réflexions sur l'interface titane-échantillon. La diminution de l'amplitude est proportionnelle au coefficient de réflexion acoustique à l'interface. En faisant le rapport des amplitudes avec et sans

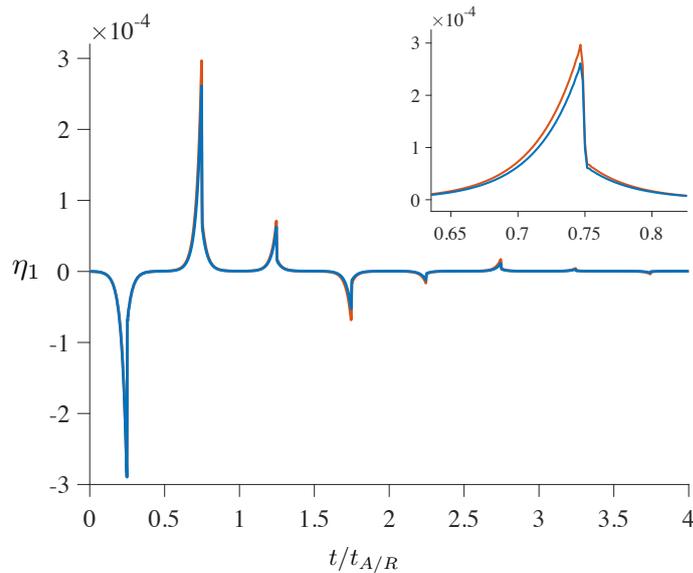


FIGURE 1.13 – Déformation au centre d’une couche de titane qui repose sur un substrat de saphir (courbe rouge) et d’une couche de titane comprise entre un substrat de saphir et un échantillon semblable mécaniquement à une cellule biologique (courbe bleue). La couche a une épaisseur de 300 nm et le faisceau pompe a une fluence $I_0 = 500 \text{ J.m}^{-2}$. Encart : agrandissement de la déformation qui s’est réfléchi sur l’interface et arrive à $t/t_{A/R} = 0,75$.

échantillon, il est alors possible de déterminer le coefficient de réflexion de l’interface et ainsi de calculer l’impédance acoustique du milieu déposé sur le transducteur. C’est ce changement d’amplitude que mesure par exemple l’équipe Opto-Acoustique de l’I2M pour faire des cartographies d’impédance de cellules [40].

Ainsi, dans cette section, nous avons vu que le profil des déplacements et déformations dans une couche absorbante sont influencés par les milieux qui l’encadrent. Les ondes acoustiques, par leurs variations d’amplitude, permettent d’obtenir par exemple les coefficients de réflexion des interfaces qu’elles rencontrent.

1.1.5 Conclusion

Dans cette première partie, nous avons présenté les bases de la modélisation du processus de génération opto-acoustique. Les phénomènes photo-thermique et thermo-

élastique ont été introduits pour une couche absorbante d'épaisseur supérieure à la longueur de pénétration optique $\xi_{1,p}$ ($d_1 \gg \xi_{1,p}$). L'onde électromagnétique est alors considérée entièrement absorbée dans la profondeur de la couche absorbante. En premier lieu, nous avons rappelé les calculs de génération opto-acoustique dans une couche métallique en conditions de bords libres. Cela a permis dans un second temps d'analyser l'influence des caractéristiques physiques des matériaux sur les ondes acoustiques générées. Puis, nous avons modélisé le cas d'une couche absorbante chargée de deux milieux semi-infinis. Les amplitudes des déformations représentées dans cette partie sont obtenues en utilisant la méthode de la matrice des coefficients. L'analyse de l'influence de la présence des milieux de part et d'autre de la couche a mis en évidence la variation d'amplitude provoquée par la présence d'un milieu semi-infini sur un transducteur bi-couche. Ces variations sont reliées aux caractéristiques physiques des matériaux en contact avec la couche métallique. Il est alors utile de mesurer les amplitudes des déformations par la détection opto-acoustique.

1.2 La détection opto-acoustique

Selon le Larousse, le terme *détection* est l'"action de déceler l'existence ou la modification d'oscillations ou d'ondes en vue d'extraire les informations qu'elles peuvent transporter, notamment celles qui signalent la présence d'un objet.". En acoustique picoseconde, les ondes ultrasonores contiennent les informations qu'on cherche à déterminer. Ces ondes de courtes longueurs d'onde (de l'ordre du nanomètre à la centaine de nanomètre) ont un contenu fréquentiel allant du GHz au THz. Elles sont déphasées et modulées en amplitude par les caractéristiques mécaniques des structures sub-micrométriques qu'elles rencontrent. La détection s'effectue avec un laser femtoseconde. L'impulsion du laser, décalée en temps par rapport à l'impulsion génératrice, vient sonder la matière. Cette détection a la particularité de mesurer le changement de réflectivité provoqué par les ondes mécaniques qui se propagent dans la structure, c'est-à-dire les variations de l'intensité lumineuse réfléchiée créées par la présence d'ondes acoustiques.

Un faisceau lumineux se réfléchit à la surface d'un milieu qui a des propriétés optiques différentes du milieu dans lequel il se propage initialement. En absence d'ondes acoustiques, le faisceau est réfléchi avec un coefficient de réflexion r_s . En présence d'ondes mécaniques, le faisceau se réfléchit aussi sur le changement local de propriété optique engendré par l'onde mécanique dans la limite de sa longueur de pénétration. Le milieu a alors un coefficient de réflexion optique noté r_p . La différence des deux coefficients de réflexion avec et sans perturbation acoustique est le changement de réflectivité engendré par l'onde mécanique : $\Delta r = r_p - r_s$. L'intensité lumineuse détectée varie alors au cours du temps. L'analyse de ces fluctuations permet de caractériser mécaniquement la structure prospectée.

Dans cette partie, nous détaillons le processus de détection dans un transducteur constitué d'une couche opaque en contact avec une couche transparente. Le transducteur mono-couche est représenté sur la figure 1.14 avec le trajet des faisceaux sonde et pompe. Ils pénètrent dans la couche absorbante dans la limite de la pénétration optique ξ_p (pour la pompe) et ξ_s (pour la sonde). Les deux impulsions lumineuses

pompe et sonde irradient la structure avec un profil spatial latéral gaussien. La dimension latérale du profil est considérée infinie par rapport aux longueurs d'onde acoustique et optique. Les ondes acoustiques générées sont alors des ondes planes longitudinales. Le faisceau sonde arrive en incidence normale sur les surfaces ainsi que sur l'onde acoustique dans la couche. Les diffractions optique et acoustique ne sont alors pas considérées. Par conséquent, l'étude est unidimensionnelle selon l'axe ($0z$) et revient à considérer l'interaction de deux ondes planes, l'une optique et l'autre acoustique.

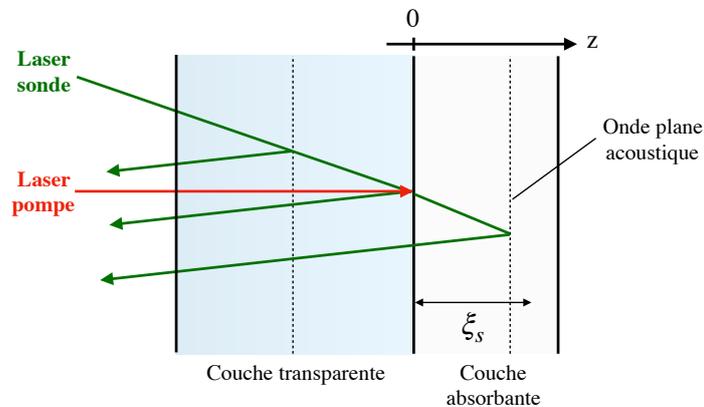


FIGURE 1.14 – Transducteur opto-acoustique composé d'une couche opaque d'épaisseur supérieure à ξ_p et ξ_s et une couche transparente. Par souci de représentation, les faisceaux sondes sont tracés de façon oblique. En réalité, les faisceaux sont normaux à la surface.

Dans un premier temps, nous introduirons le principe du calcul du changement de réflectivité pour une couche absorbante et opaque en conditions de bords libres. Dans un deuxième temps, nous mettrons en contact la couche absorbante avec une couche transparente. Des effets de cavité optique apparaissent en raison de la dimension finie de la couche transparente. Dans un troisième temps, on expliquera et modélisera l'interaction acousto-optique dans un milieu semi-infini transparent et une couche transparente. Dans un dernier temps, on discutera du changement de réflectivité totale du transducteur mono-couche ainsi que du facteur de qualité d'une couche transparente d'épaisseur inférieure à la longueur spatiale de l'impulsion sonde.

1.2.1 Le changement de réflectivité relatif d'une couche absorbante

On considère une couche absorbante et opaque, appelée couche 1, en conditions de bords libres d'épaisseur d_1 très grande devant les longueurs de pénétration optique des faisceaux pompe et sonde. L'impulsion lumineuse pompe incidente de longueur d'onde $\lambda_{v,p}$ est focalisée à l'interface en $z = 0$ comme schématisé sur la figure 1.15. L'onde lumineuse est entièrement absorbée dans la couche et génère par effet photo-élastique des ondes acoustiques. L'impulsion lumineuse incidente sonde de longueur d'onde $\lambda_{v,s}$ et décalée en temps par rapport à l'impulsion pompe est également focalisée à la surface de la couche $z = 0$. Dans la couche, l'indice de réfraction optique et le nombre d'onde optique de la sonde sont respectivement $n_{1,s}$ et $q_{1,s} = n_{1,s}q_{v,s}$ avec $q_{v,s} = 2\pi/\lambda_{v,s}$ le nombre d'onde optique de l'onde incidente. La position du plan de phase de l'onde acoustique est donnée par $z' \in [0, d_1]$.

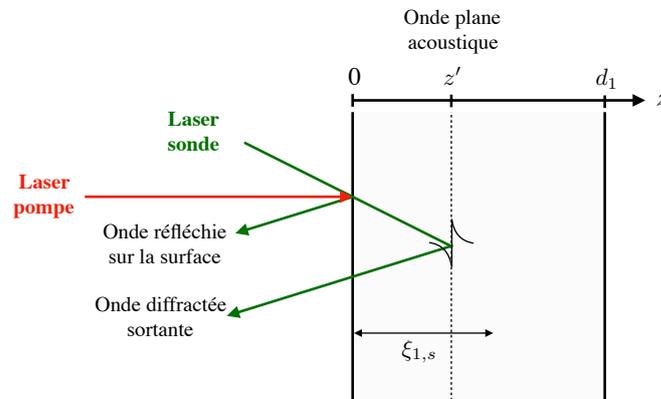


FIGURE 1.15 – Détection opto-acoustique dans une couche absorbante d'épaisseur d_1 grande devant la longueur de pénétration optique de la pompe et de la sonde. Par souci de représentation les faisceaux sondes sont représentés de façon oblique. En réalité, les faisceaux sont normaux à la surface.

La présence d'une onde acoustique en z' perturbe localement les caractéristiques optiques de la couche absorbante. Cette perturbation se traduit par un changement local de la permittivité du milieu $\Delta\varepsilon_{1,s}(z', t)$. La permittivité du milieu dépend alors de l'espace et du temps et est égale à $\varepsilon_{1,s} + \Delta\varepsilon_{1,s}(z', t)$ où $\varepsilon_{1,s}$ est la permittivité initiale

du matériau. En présence de la perturbation acoustique, au regard de l'onde optique, le milieu devient inhomogène. L'impulsion lumineuse pénètre dans la couche dans la limite de la longueur de pénétration optique et se réfléchit partiellement sur le changement de permittivité induit par l'impulsion acoustique. La réflectivité du milieu est alors modifiée et le changement de réflectivité s'écrit dans le domaine de Fourier en ω [29] :

$$\Delta\tilde{r}(\omega) = -r_{v1}2jq_{v,s}\tilde{u}_{v/1}(0,\omega) + \int_0^{d_1} \frac{\partial n_{1,s}}{\partial \eta} \tilde{\eta}_1(z',\omega) f(z') dz'. \quad (1.29)$$

où r_{v1} est le coefficient de réflexion optique de la surface.

Le changement de réflectivité est composé de deux termes. Le premier est lié au déplacement de la surface libre $\tilde{u}_{v/1}(0,\omega)$, l'autre à la déformation dans la couche $\tilde{\eta}_1(z',\omega)$. Ce sont respectivement des contributions dites interférométrique et réflectométrique.

Dans la suite, nous allons tout d'abord définir et obtenir par calcul les expressions des contributions interférométrique et réflectométrique. Ensuite, nous présenterons l'expression de la fonction de sensibilité de l'interaction élasto-optique dans une couche absorbante et opaque. Puis, on expliquera la mesure opto-acoustique. Enfin, on exposera le profil du changement de réflectivité calculé dans une couche de titane en conditions de bords libres.

1.2.1.1 La contribution interférométrique

La contribution interférométrique est la variation de la réflectivité provoquée par le déplacement de la surface de la couche $u_{v/1}(0,t)$. Le déplacement de la surface induit une variation du chemin optique de l'onde lumineuse. Cette modification correspond à un aller-retour entre la surface sans déplacement ($z = 0$) et la surface qui subit le déplacement ($z = u_{v/1}(0,t)$).

Le champ électrique réfléchi E^r s'écrit :

$$E^r(0,t) = r_{v1}e^{-2jq_{v,s}u_{v/1}(0,t)} E^{inc}(0,t), \quad (1.30)$$

où $2q_{v,s}u_{v/1}(0,t)$ est le chemin optique parcouru par l'onde optique et $E^{inc}(z,t)$ est le champ incident. Le produit $q_{v,s}u_{v/1}(0,t)$ est supposé très petit devant 1. On a alors à l'ordre 1 :

$$E^r(0,t) = r_{v1}(1 - 2jq_{v,s}u_{v/1}(0,t)) E^{inc}(0,t). \quad (1.31)$$

Le coefficient de réflexion de la surface qui subit le déplacement s'écrit alors :

$$r_{\text{int}} = r_{v1}(1 - 2jq_{v,s}u_{v/1}(0, t)), \quad (1.32)$$

et le changement de réflectivité $\Delta r_{\text{int}} = r_{\text{int}} - r_{v1}$ est par conséquent :

$$\Delta r_{\text{int}} = -2jr_{v1}q_{v,s}u_{v/1}(0, t). \quad (1.33)$$

On retrouve ainsi le premier terme du changement de réflectivité temporel donné par l'expression (1.29).

1.2.1.2 La contribution réflectométrique

La contribution réflectométrique est reliée à la variation de l'indice optique dans la couche. Deux phénomènes physiques peuvent faire varier l'indice optique d'un milieu : un échauffement localisé et la présence d'une onde mécanique. Le changement d'indice optique fréquentiel $\Delta \tilde{n}_{1,s}$ dépend alors de la déformation acoustique $\tilde{\eta}_1(z', \omega)$ et de la variation de la température $\tilde{T}_1(z', \omega)$:

$$\Delta \tilde{n}_{1,s}(z', \omega) = \frac{\partial n_{1,s}}{\partial \eta} \tilde{\eta}_1(z', \omega) + \frac{\partial n_{1,s}}{\partial T} \tilde{T}_1(z', \omega), \quad (1.34)$$

où $\partial n_{1,s}/\partial \eta$ et $\partial n_{1,s}/\partial T$ sont respectivement le coefficient élasto-optique et le coefficient thermo-optique. Ils quantifient la sensibilité de l'indice optique aux variations de la déformation et de la température. Ils sont très peu référencés dans la littérature et font souvent office de paramètres d'ajustement des modèles. Ici, on ne s'intéresse qu'à l'effet de la déformation sur l'indice optique, c'est-à-dire à l'interaction élasto-optique. La variation d'indice $\Delta \tilde{n}_{1,s}$ est donc proportionnelle à la déformation locale $\tilde{\eta}_1$.

L'indice de réfraction optique du milieu est relié à la permittivité du milieu par la relation $\varepsilon_{1,s} = n_{1,s}^2$ d'où $\Delta \tilde{\varepsilon}_{1,s} = 2n_{1,s} \Delta \tilde{n}_{1,s}$. La variation de la permittivité $\Delta \tilde{\varepsilon}_{1,s}$ en z' s'exprime en fonction de la déformation :

$$\Delta \tilde{\varepsilon}_{1,s}(z', \omega) = 2n_{1,s} \frac{\partial n_{1,s}}{\partial \eta} \tilde{\eta}_1(z', \omega). \quad (1.35)$$

Que cela soit dans une couche opaque ou transparente, le faisceau sonde se réfléchit sur la variation de permittivité en z' . Comme on l'a vu dans la section 1.1.2.1, l'indice de réfraction optique d'un milieu qui absorbe le faisceau sonde est complexe :

$n_{1,s} = n'_{1,s} + jn''_{1,s}$ où $n'_{1,s}$ est la partie réelle et $n''_{1,s}$ est la partie imaginaire. Par conséquent, le coefficient élasto-optique dans un matériau optiquement absorbant est complexe : $\partial n_{1,s}/\partial \eta = \partial n'_{1,s}/\partial \eta + j\partial n''_{1,s}/\partial \eta$.

L'ensemble des interactions entraîne un changement de réflectivité $\Delta \tilde{r}_{\text{refl}}$ qui s'écrit :

$$\Delta \tilde{r}_{\text{refl}} = \int_0^{d_1} \frac{\partial n_{1,s}}{\partial \eta} \tilde{\eta}_1(z', \omega) f(z') dz'. \quad (1.36)$$

La variation est alors proportionnelle à l'intégrale, sur l'ensemble de l'épaisseur de la couche, de la déformation et d'une fonction de sensibilité $f(z')$ [4] qui est propre à la structure étudiée. $f(z')$ décrit l'interaction élasto-optique qui relie la variation de réflectivité à la perturbation localisée de la permittivité. Il est alors nécessaire de connaître la fonction de sensibilité pour calculer le changement de réflectivité de la couche absorbante.

1.2.1.3 Des équations de Maxwell à la fonction de sensibilité

La couche 1 est considérée isotrope⁶, amagnétique⁷ et sans charge électrique. Les équations de Maxwell dans un milieu hétérogène donnent l'équation de propagation du champ électrique E_1 avec une permittivité diélectrique qui dépend de l'espace et du temps. Pour déterminer l'amplitude du champ, nous recherchons des solutions harmoniques à l'équation de propagation. La résolution se fait dans le domaine de Fourier en ω :

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_1}{\partial z^2} + (\varepsilon_{1,s} + \Delta \tilde{\varepsilon}_{1,s}(z', \omega)) \frac{\omega^2}{v_1^2} \tilde{E}_1 = 0, \quad (1.37)$$

où v_1 est la célérité de l'onde électromagnétique dans le milieu et $\Delta \tilde{\varepsilon}_{1,s} \ll \varepsilon_{1,s}$.

L'amplitude du champ électrique dans la couche absorbante E_1 est la somme d'un champ qui s'est propagé dans un milieu non perturbé E^h et d'un champ qui résulte de la perturbation du milieu E^p . Au premier ordre, l'équation (1.37) devient :

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}^p}{\partial z^2} + \varepsilon_{1,s} \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{E}^p = -\Delta \tilde{\varepsilon}_{1,s} \frac{\omega^2}{v_1^2} \tilde{E}^h. \quad (1.38)$$

6. D'où $\nabla(\nabla \cdot E) = 0$

7. La permittivité et la perméabilité d'un milieu, $\varepsilon_{1,s}$ et μ_1 sont reliées à celles dans le vide ε_0 et μ_0 , par les perméabilités et permittivités relatives $\varepsilon_r = \varepsilon_{1,s}/\varepsilon_0$ et $\mu_r = \mu_1/\mu_0$. Pour un milieu amagnétique $\mu_1 = \mu_0$, la permittivité relative μ_r est alors égale à 1.

La partie gauche de l'équation (1.38) décrit la propagation du champ perturbé dans un milieu homogène et la partie droite est liée à la propagation du champ non perturbé dans le milieu perturbé.

L'interaction avec l'interface optique entre le milieu homogène et le milieu perturbé est tout d'abord étudié en considérant la perturbation du milieu sous la forme d'un échelon :

$$\forall z \in [0, d] \quad \tilde{\varepsilon}_{1,s} = \begin{cases} \varepsilon_{1,s} & \text{si } z < z'. \\ \varepsilon_{1,s} + \Delta\tilde{\varepsilon}_{1,s} & \text{si } z \geq z'. \end{cases} \quad (1.39)$$

Ainsi, l'interaction de l'onde optique avec le saut de permittivité est modélisée par la propagation de l'onde à travers une surface virtuelle en z' entre deux milieux homogènes de permittivités respectives $\varepsilon_{1,s}$ et $\varepsilon_{1,s} + \Delta\tilde{\varepsilon}_{1,s}$ comme l'illustre la figure 1.16. En d'autres termes, l'onde acoustique est décomposée en une somme d'interfaces optiques virtuelles avec lesquelles l'onde optique interagit.

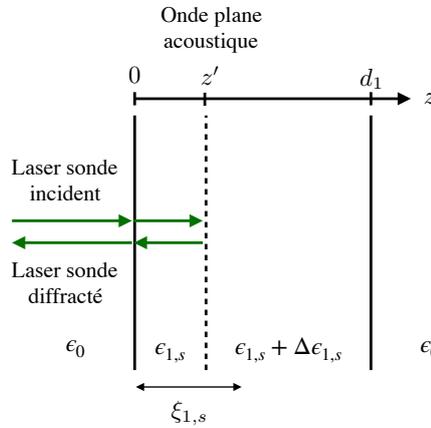


FIGURE 1.16 – Interaction de l'onde optique avec une interface virtuelle de type Heaviside dans une couche absorbante d'épaisseur $d_1 \gg \xi_{1,p}, \xi_{1,s}$. ε_0 est la permittivité associée au vide.

Le champ incident traverse une première fois la surface de la couche avec un coefficient de transmission en amplitude t_{v1} , se réfléchit en z' sur l'interface virtuelle modélisée par la distribution de Heaviside spatiale avec le coefficient de réflexion en amplitude \tilde{r}_Δ et retransverse la surface libre avec le coefficient de transmission t_{1v} . La

perturbation du champ réfléchi s'écrit alors :

$$\tilde{E}_\Delta^p = t_{v1}\tilde{r}_\Delta t_{1v} e^{-2jq_{1,s}z'} \tilde{E}^{inc} e^{-jq_{v,s}z}. \quad (1.40)$$

Le terme $e^{-2jq_{1,s}z'}$ traduit le déphasage dû au chemin parcouru entre l'interface et le saut d'indice situé en z' .

Le coefficient de réflexion sur l'interface virtuelle est par définition :

$$\tilde{r}_\Delta = \frac{n_{1,s} - n_{1,s} - \Delta\tilde{n}_{1,s}}{n_{1,s} + n_{1,s} + \Delta\tilde{n}_{1,s}}. \quad (1.41)$$

De plus, $\varepsilon_{1,s} = n_{1,s}^2$, ce qui donne $\Delta\tilde{\varepsilon}_{1,s} = 2n_{1,s}\Delta\tilde{n}_{1,s}$ où $\Delta\tilde{n}_{1,s}$ est la perturbation de l'indice au passage de l'onde, d'où :

$$\tilde{r}_\Delta = \frac{-\Delta\tilde{\varepsilon}_{1,s}}{4\varepsilon_{1,s} + \Delta\tilde{\varepsilon}_{1,s}}. \quad (1.42)$$

Le développement limité en $\Delta\tilde{\varepsilon}_{1,s}/4\varepsilon_{1,s}$ au premier ordre permet d'obtenir le coefficient de réflexion sur une interface virtuelle dont la distribution spatiale est un Heaviside :

$$\tilde{r}_\Delta = \frac{-\Delta\tilde{\varepsilon}_{1,s}}{4\varepsilon_{1,s}} + o\left(\frac{\Delta\tilde{\varepsilon}_{1,s}}{4\varepsilon_{1,s}}\right)^2. \quad (1.43)$$

L'onde acoustique est localisée dans la couche et peut être représentée par une distribution de Dirac $\delta(z')$. La réponse à une distribution de Dirac spatiale $\delta(z')$ est obtenue à partir de la dérivée spatiale de la réponse à un Heaviside spatiale. Ainsi, la dérivée par rapport à z' de l'expression (1.40) permet d'obtenir le champ correspondant à une perturbation dont la répartition spatiale est une distribution de Dirac localisée :

$$\tilde{E}_\delta^p = t_{v1}\tilde{r}_\delta t_{1v} e^{-2jq_{1,s}z'} \tilde{E}^{inc} e^{-jq_{v,s}z}, \quad (1.44)$$

avec :

$$\tilde{r}_\delta = \frac{jq_{v,s}\Delta\tilde{\varepsilon}_{1,s}}{2n_{1,s}}, \quad (1.45)$$

le coefficient de réflexion de l'onde optique sur l'interface virtuelle élémentaire de type Dirac. L'expression est identique à celle donnée par *C.Thomsen et al.* [4].

La variation de la permittivité optique peut donc être décomposée en une somme continue de perturbations élémentaires de type Dirac en z' où $\Delta\tilde{\varepsilon}_{1,s} = F\delta(z, z')$ [29]

avec F l'amplitude de la perturbation de la permittivité. L'évolution du champ électrique réfléchi au cours du temps sur une perturbation acoustique est, par conséquent, la somme continue sur toute l'épaisseur de la couche des champs réfléchis sur les distributions spatiales localisées :

$$\tilde{E}^p = \frac{j q_{v,s}}{2n_{1,s}} t_{v1} t_{1v} \int_0^{d_1} \Delta \tilde{\varepsilon}_{1,s} e^{-2j q_{1,s} z'} dz' \tilde{E}^{inc} e^{-j q_{v,s} z}. \quad (1.46)$$

Or, \tilde{E}^p est le champ qui résulte de la perturbation du milieu. On a alors $\tilde{E}^p = \Delta \tilde{r}_{\text{refl}} \tilde{E}^{inc} e^{-j q_{v,s} z}$. En remplaçant $\Delta \tilde{\varepsilon}_{1,s}$ par son expression, la variation du coefficient de réflexion optique s'écrit :

$$\Delta \tilde{r}_{\text{refl}} = \int_0^{d_1} \frac{\partial n_{1,s}}{\partial \eta} \tilde{\eta}_1(z', \omega) f(z') dz', \quad (1.47)$$

avec :

$$f(z') = j t_{v1} q_{v,s} t_{1v} e^{-2j q_{1,s} z'}, \quad (1.48)$$

la fonction de sensibilité. Elle est reliée aux coefficients de transmission à travers l'interface et à la phase induite par le chemin parcouru par le faisceau de la surface à la perturbation située en z' .

1.2.1.4 La mesure opto-acoustique

Expérimentalement, le champ électrique qui se réfléchit sur la structure est composé d'un champ qui est directement réfléchi à la surface et du champ perturbé par l'onde acoustique. Le déplacement de la surface entraîne un déphasage de $e^{j\varphi(t)}$, ainsi que décrit au paragraphe 1.2.1.1, et la déformation sous la surface en plus d'un déphasage provoque un changement de l'amplitude $\psi(t)$ du coefficient de réflexion. Ce qui donne le coefficient de réflexion total :

$$r(t) = r_{v1} (1 + \psi(t)) e^{j\varphi(t)}. \quad (1.49)$$

Les quantités $\varphi(t)$ et $\psi(t)$ sont considérées petites. Le développement à l'ordre deux donne alors :

$$r(t) - r_{v1} = r_{v1} (\psi(t) + j\varphi(t)), \quad (1.50)$$

d'où :

$$\frac{\Delta r}{r_{v1}} = \psi(t) + j\varphi(t). \quad (1.51)$$

Le changement de réflectivité est donc complexe. La partie réelle $\psi(t)$ est liée à la variation en amplitude du changement de réflectivité alors que la partie imaginaire $\varphi(t)$ est liée à la phase. Les deux parties s'identifient respectivement à $\Delta r_{\text{refl}}(t)$ (équation 1.47) et $\Delta r_{\text{int}}(t)$ (équation 1.33).

La phase, qui est proportionnelle au déplacement de la surface, peut être mesurée en plus de l'amplitude, par des dispositifs interférométriques [6] tels qu'un interféromètre de Michelson [41] ou de Sagnac [42]. Néanmoins, il est tout de même possible avec un dispositif réflectométrique d'être sensible aux déplacements en utilisant la technique de la détection de distorsion de faisceau (BDD) [43]. Ces techniques ne sont toutefois pas utilisées dans ce travail.

La quantité mesurée avec notre dispositif est la variation de l'amplitude de l'intensité du faisceau réfléchi. En considérant le changement de réflectivité temporel Δr très petit devant 1, le changement de réflectivité en intensité s'exprime alors :

$$\Delta R = R - R_{v1} = |r_{v1} + \Delta r|^2 - |r_{v1}|^2 \approx 2\Re(r_{v1}^* \Delta r), \quad (1.52)$$

où R et R_{v1} sont les coefficients de réflectivité en intensité de la structure étudiée avec et sans perturbation avec $R_{v1} = r_{v1} r_{v1}^*$. r_{v1}^* est le conjugué du coefficient de réflexion statique r_{v1} de l'interface en $z = 0$ sans perturbation. Afin de s'affranchir expérimentalement de la fluence du laser sonde, la quantité exploitée est le changement relatif de réflectivité $\Delta R/R_{v1}$.

La figure 1.17 représente la contribution réflectométrique calculée dans une couche de titane d'épaisseur 300 nm pour une intensité de pompe de 0,9 nJ ($I_0 = 500 \text{ J.m}^{-2}$)⁸. Les faisceaux pompe et sonde ont la même longueur de pénétration optique $\xi_{1,p} = \xi_{1,s} = 20 \text{ nm}$. Le calcul est effectué pour un faisceau sonde focalisé du même côté que la génération avec et sans diffusion thermique.

La détection réflectométrique dans un matériau opaque permet de mesurer seulement les ondes à proximité immédiate de la surface. On peut le voir par la chronométrie des signaux de la figure 1.17. Les échos correspondent aux arrivées des

8. Pour un diamètre de point laser de 1,5 μm .

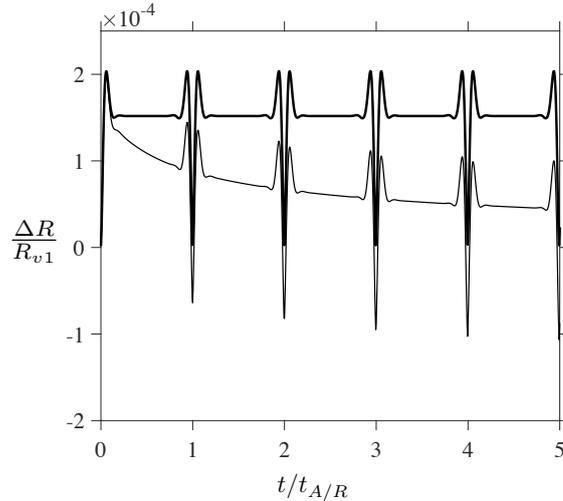


FIGURE 1.17 – Calcul du changement de réflectivité avec (trait fin) et sans (trait épais) diffusion thermique pour une couche de titane d'épaisseur $d_1 = 300$ nm pour les longueurs de pénétration optique $\xi_{1,p} = \xi_{1,s}$ et la fluence de pompe $I_0 = 500$ J.m⁻².

ondes acoustiques qui font des allers-retours dans la couche. La forme tripolaire des échos est due à l'intégration de la déformation bipolaire sur la profondeur $\xi_{1,s}$ (cf. figure 1.4). Au cours du temps, et pour le cas de longueurs de pénétration pompe et sonde égales ($\xi_{1,p} = \xi_{1,s}$), la première moitié positive de la déformation qui arrive à l'interface est tout d'abord intégrée. Ensuite, la première moitié se réfléchit sur l'interface en $z = 0$, s'inverse et interfère avec la deuxième moitié de la déformation incidente qui est négative. Puis, pendant que la première moitié de la déformation, qui s'est réfléchi et s'éloigne de l'interface vers le fond ($z = d_1$), la deuxième moitié de la déformation, qui s'est également réfléchi en $z = 0$ et inversée, est intégrée.

La valeur de la partie réflectométrique sans diffusion thermique au cours du temps n'est pas centrée en zéro. La valeur constante correspond à l'intégrale sur la profondeur $\xi_{1,s}$ de la déformation statique d'origine thermique induite par l'effet photo-thermique qui existe sous la surface. Avec la diffusion thermique, le changement de réflectivité décroît lentement avec le temps proportionnellement à la contrainte thermique représentée en pointillés sur la figure 1.4 de la section 1.1.2.4.

Rappelons que l'effet direct de la variation de la température sur l'indice de réfraction, qui est le dernier terme de l'équation 1.34, n'est pas pris en compte dans nos calculs.

Il est alors intéressant de souligner que la diffusion thermique agit sur la déformation quasi-statique d'origine thermique. Naturellement, la lente décroissance serait d'amplitude plus importante si tous les termes de l'équation 1.34 avaient été considérés.

Ainsi, le brusque changement de réflectivité dû à la variation soudaine de la température et la variation lente de la réflectivité apparaissent très prononcés dans les mesures quand le faisceau sonde est du même côté que le faisceau pompe, comme le montre la figure 1.18 issue de la thèse de M. Abi Ghanem [44]. Sur la figure est représenté le changement de réflectivité d'une couche de tungstène déposée sur un substrat semi-infini de silicium. Dans nos travaux, on ne s'intéresse pas à la décroissance thermique. La décroissance est alors soustraite des signaux expérimentaux par un filtre polynomial comme le montre l'encart de la figure 1.18. La diffusion thermique n'est donc pas prise en compte dans les calculs et la constante liée à l'intégration de la contrainte thermique est soustraite du changement de réflectivité.

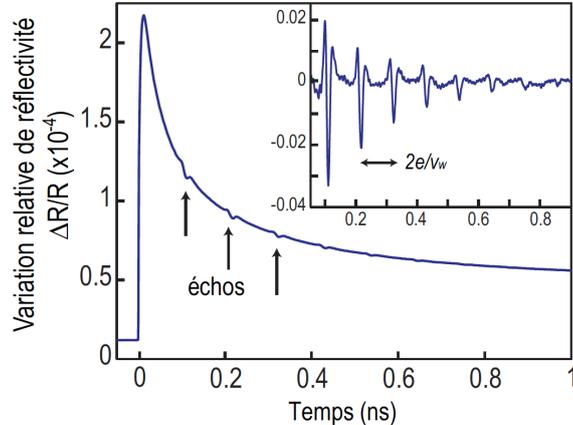


FIGURE 1.18 – Changement de réflectivité en fonction du temps pour une couche de tungstène déposée sur un substrat semi-infini de silicium. Les faisceaux pompe et sonde sont focalisés sur l'interface libre de la couche de tungstène. L'encart est un grossissement des échos acoustiques après soustraction du fond thermique [44].

Pour résumer, dans cette première partie nous avons vu que la détection opto-acoustique dans une couche absorbante et opaque en bords libres consiste à mesurer la variation de réflectivité engendrée par une perturbation acoustique dans la couche.

Elle est issue de deux effets optiques : le premier est une variation de chemin optique due au mouvement de l'interface (effet d'interférométrie) et le second est lié au changement de l'indice optique engendré par l'onde acoustique (effet de réflectométrie). La contribution réflectométrique a été obtenue en déterminant la fonction de sensibilité qui permet de relier la variation de réflectivité à la perturbation acoustique. Puis, nous avons également vu qu'expérimentalement la variation de l'amplitude de l'intensité réfléchie n'est sensible qu'à la déformation acoustique se propageant dans le volume où pénètre le faisceau sonde.

Dans la suite, nous allons voir que le déplacement de la surface métallique, jusque là accessible par une détection interférométrique de la phase du changement de réflexion, peut influencer la mesure du module du changement de réflectivité lorsque l'on considère un transducteur bi-couche constitué d'une couche transparente et d'une couche absorbante.

1.2.2 L'adjonction d'une couche transparente

Dans cette seconde partie, on ajoute une couche transparente sur laquelle repose la couche absorbante. Les faisceaux pompe et sonde traversent la couche transparente et sont focalisés à l'interface entre les deux couches comme représenté sur la figure 1.19. Du fait du caractère transparent de la couche, les faisceaux s'y réfléchissent de multiple fois. La couche agit alors comme une cavité optique. L'effet de cavité modifie ainsi la réflectivité et la transmittivité de la couche en fonction de son épaisseur et de la longueur d'onde du faisceau lumineux. Afin de décrire le changement provoqué par l'ajout de la couche, nous allons faire un rappel de l'effet de la cavité dans une couche transparente en condition de bords libres, puis dans une couche transparente en contact avec une couche absorbante. On analysera ensuite l'influence de l'épaisseur de la couche transparente et des matériaux des couches sur la réflectance de la couche transparente. Enfin, on étudiera et modélisera la sensibilité de la réflectivité à une modification d'épaisseur et à la variation du coefficient de réflexion d'une de ses interfaces.

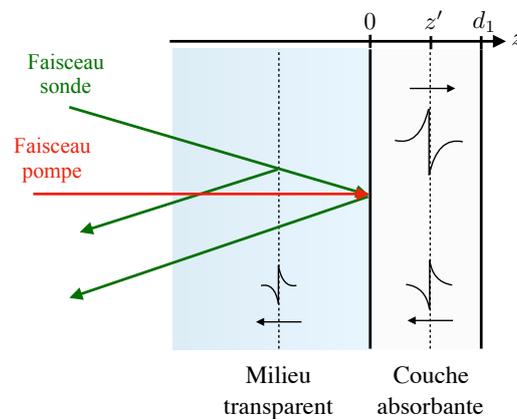


FIGURE 1.19 – Schéma de la structure composée d'un milieu transparent et d'une couche absorbante d'épaisseur d_1 . Les faisceaux pompe et sonde sont focalisés à l'interface entre les deux couches. Par souci de représentation, les faisceaux sonde sont représentés obliques.

1.2.2.1 Rappel de l'effet de cavité optique

Un effet de cavité optique a lieu dans une couche dont la longueur de pénétration optique est très supérieure à son épaisseur. Le faisceau lumineux, qui peut être un

faisceau pompe ou sonde⁹, rentre dans la couche, s'y réfléchit de nombreuses fois. L'onde optique qui est alors réfléchiée et transmise par la couche est la somme de toutes les ondes qui sont ressorties en réflexion et en transmission aux interfaces lors des allers-retours. On parle alors de *coefficient de réflexion* et de *transmission de couche*.

Effet de cavité dans une couche en condition de bords libres

Dans le cas d'une couche transparente (couche 1) d'épaisseur d_1 , d'indice de réfraction n_1 en conditions de bords libres dans le vide (noté v), les coefficients de réflexion r_{vv}^c et de transmission t_{vv}^c de la couche s'écrivent [45] :

$$r_{vv}^c = r_{v1} \left(1 - \frac{t_{v1}t_{1v}e^{-2jq_1d_1}}{1 - r_{v1}^2e^{-2jq_1d_1}} \right), \quad t_{vv}^c = \frac{t_{v1}t_{1v}e^{-jq_1d_1}}{1 - r_{v1}^2e^{-2jq_1d_1}}, \quad (1.53)$$

où $2q_1d_1$ est la phase correspondant à un aller-retour du faisceau dans la couche avec $q_1 = q_v n_1$ le nombre d'onde optique dans la couche. Le facteur commun aux deux coefficients $\frac{1}{1 - r_{v1}^2e^{-2jq_1d_1}}$ est un terme de résonance optique qui dépend de l'épaisseur de la couche et de la longueur d'onde optique du faisceau incident.

L'intensité des faisceaux lumineux réfléchis et transmis par la couche est modulée par la réflectance et la transmittance de la couche. Ces coefficients de réflexion et de transmission d'énergie, notés R_{vv}^c et T_{vv}^c , sont définis comme le rapport entre l'intensité réfléchiée I_r et transmise I_t avec l'intensité incidente I :

$$R_{vv}^c = \frac{I_r}{I} = r_{v1}^c r_{v1}^{c*}, \quad T_{vv}^c = \frac{I_t}{I} = t_{v1}^c t_{v1}^{c*}. \quad (1.54)$$

Ce qui donne les expressions suivantes :

$$R_{vv}^c = \frac{\left(\frac{2r_{v1}}{1 - r_{v1}^2} \right)^2 \sin^2(q_1d_1)}{1 + \left(\frac{2r_{v1}}{1 - r_{v1}^2} \right)^2 \sin^2(q_1d_1)}, \quad T_{vv}^c = \frac{1}{1 + \left(\frac{2r_{v1}}{1 - r_{v1}^2} \right)^2 \sin^2(q_1d_1)}. \quad (1.55)$$

Les intensités réfléchiée et transmise dépendent du chemin optique q_1d_1 parcouru par le faisceau et donc, de l'épaisseur de la couche d_1 et de la longueur d'onde optique dans la

9. Dans cette section 1.2.2.1, les paramètres physiques de la pompe et de la sonde seront indifférenciés.

couche λ_1 . En effet, pour toutes les épaisseurs $d_{1,m} = m\lambda_1/2$ ($m \in \mathbb{N}$), la réflectance est minimale, $R_{vv,min}^c = 0$ et toute l'énergie est transmise à travers la couche transparente, $T_{vv,max}^c = 1$. En revanche, pour les épaisseurs $d_{1,m} = (2m + 1)\lambda_1/4$, la réflectance est maximale et la transmittance est minimale :

$$R_{vv,max}^c = \frac{4r_{v1}^2}{(1 + r_{v1}^2)^2}, \quad T_{vv,min}^c = \frac{(1 - r_{v1}^2)^2}{(1 + r_{v1}^2)^2}. \quad (1.56)$$

Plus r_{v1} est élevé, c'est-à-dire plus les indices de réfraction entre les deux milieux sont éloignés, plus le maximum de réflectance est grand et inversement pour la transmittance dont la valeur minimum diminue. Pour illustrer on trace sur la figure 1.20 les réflectances et transmittances d'une couche transparente pour différents indices optiques $n_1 = 1, 5; 3; 4, 5; 6$ avec $n_v = 1$.

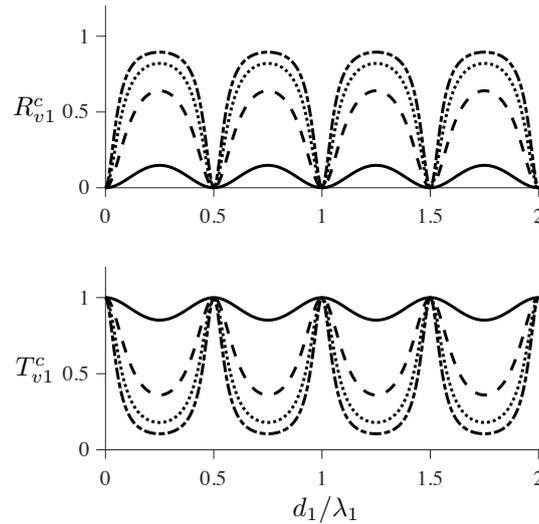


FIGURE 1.20 – Réflectance et transmittance d'une couche transparente en fonction du rapport épaisseur de couche sur longueur d'onde optique pour $n_v = 1$ et différents indices optiques : trait plein $n_1 = 1, 5$; tirets $n_1 = 3$; pointillés $n_1 = 4, 5$; tirets-pointillés $n_1 = 6$.

On peut également voir sur la figure 1.20 que la largeur des pics de transmittance s'affine avec l'augmentation de la différence d'indice optique entre les deux milieux. La largeur est reliée à un coefficient de finesse F [45] :

$$F = \left(\frac{2r_{v1}}{1 - r_{v1}^2} \right)^2, \quad (1.57)$$

qui se retrouve au numérateur et au dénominateur des expressions de réflectance et de transmittance des équations (1.55). Le coefficient de finesse détermine la finesse de la cavité [45] :

$$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{F}}{2}, \quad (1.58)$$

qui sert d'indicateur de la qualité d'une cavité optique. La finesse peut également être définie comme le rapport entre le pas des résonances $\Delta\lambda$ et leur largeur à mi-hauteur $\delta\lambda$:

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda}. \quad (1.59)$$

Sur la figure 1.21 est tracée la finesse d'une cavité optique en bords libres d'indice optique n_1 compris entre 1 et 10. On peut voir que la finesse augmente avec l'accroissement de la différence des indices optiques entre la cavité et le vide ($n_v = 1$).

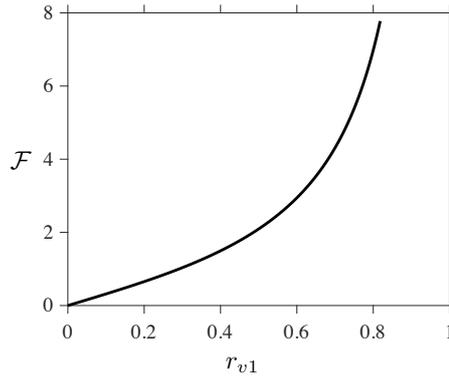


FIGURE 1.21 – Finesse d'une couche transparente d'indice optique n_1 compris entre 1 et 10 avec $n_v = 1$.

Le coefficient de réflectivité d'un bi-couche

On aborde maintenant la description de la réflectance et de la transmittance d'une couche transparente (notée 1) chargée de part et d'autre de deux milieux absorbants considérés semi-infinis optiquement et indicés 0 et 2. Pour une onde arrivant par le milieu 0, le coefficient de réflexion de la couche chargée de manière asymétrique s'écrit [45] :

$$r_{02}^c = r_{01} + \frac{t_{10}r_{12}t_{01}e^{-2jq_1d_1}}{1 - r_{01}r_{21}e^{-2jq_1d_1}} \quad t_{02}^c = \frac{t_{12}t_{01}e^{-jq_1d_1}}{1 - r_{01}r_{21}e^{-2jq_1d_1}}, \quad (1.60)$$

où $r_{12} = -r_{21}$ est le coefficient de réflexion à l'interface entre la couche transparente (couche 1) et absorbante (milieu 2). Les indices de réfraction optiques des deux milieux absorbants sont complexes. Les coefficients de réflexion aux interfaces sont alors également complexes et s'écrivent $r_{01} = |r_{01}|e^{j\delta_{01}}$ et $r_{12} = |r_{12}|e^{j\delta_{12}}$ où δ_{01} et δ_{12} sont les changements de phase aux interfaces dus à la partie imaginaire de l'indice de réfraction optique. La réflectance R_{02}^c et la transmittance T_{02}^c associées s'écrivent en fonction des modules des coefficients de réflexion :

$$R_{02}^c = \frac{(|r_{01}| - |r_{12}|)^2}{(1 - |r_{01}||r_{12}|)^2} + \frac{4|r_{01}||r_{12}|}{(1 - |r_{01}||r_{12}|)^2} \sin^2(\phi), \quad T_{02}^c = \frac{T_{01}T_{12}}{(1 - |r_{01}||r_{12}|)^2},$$

$$1 + \frac{4|r_{01}||r_{12}|}{(1 - |r_{01}||r_{12}|)^2} \sin^2(\phi) \quad 1 + \frac{4|r_{01}||r_{12}|}{(1 - |r_{01}||r_{12}|)^2} \sin^2(\phi) \quad (1.61)$$

où $\phi = q_1 d_1 - (\delta_{01} + \delta_{12})/2$ représente le changement de phase dépendant de l'épaisseur de la cavité optique et de la partie imaginaire des indices de réfraction des milieux 0 et 2. La réflectance dépend alors de la phase ϕ et de la valeur des coefficients de réflexion $|r_{01}|$ et $|r_{12}|$ aux interfaces. De la même façon que pour la couche transparente en bords libres, la réflectance est minimum lorsque la cavité a une épaisseur effective [18] $d_{eff} = d_1 - (\delta_{01} + \delta_{12})/(2q_1)$ égale à $m\lambda_1/2$, $m \in \mathbb{N}$:

$$R_{02,min}^c = \frac{(|r_{01}| - |r_{12}|)^2}{(1 + |r_{01}||r_{12}|)^2}. \quad (1.62)$$

La valeur de $R_{02,min}^c$ est d'autant plus petite que $|r_{01}|$ et $|r_{12}|$ sont proches. En guise d'exemple, prenons le cas où le milieu 0 est du vide ($n_0 = 1$) et le milieu 2 est du titane ($n_2 = 2,95 - j3,84$)¹⁰. On calcule la réflectance R_{02}^c de la couche 1 pour différents indices optiques $n_1 = 1,5; 3; 4,5; 6$. La figure 1.22 représente la réflectance pour les différents indices optiques en fonction de la phase ϕ induite par l'absorption optique de la couche de titane et la variation d'épaisseur de la couche 1. Les modules au carré des coefficients de réflexion pour les différents indices de réfraction sont donnés dans le tableau 1.2.

10. On rappelle que $n = n' - j\frac{\beta\lambda}{4\pi}$ avec β le coefficient d'absorption optique, λ la longueur d'onde de l'onde incidente.

n_1	$ \mathbf{r}_{01} ^2$	$ \mathbf{r}_{12} ^2$	$ \mathbf{r}_{12} ^2 - \mathbf{r}_{01} ^2 $
1,5	0,04	0,52	0,48
3	0,25	0,32	0,07
4,5	0,40	0,26	0,2
6	0,51	0,27	0,26

TABLE 1.2 – Amplitude des coefficients de réflexion aux interfaces d’une couche transparente d’indice de réfraction optique n_1 entre le vide ($n_0 = 1$) et un milieu de titane ($n_2 = 2,95 - j3,84$).

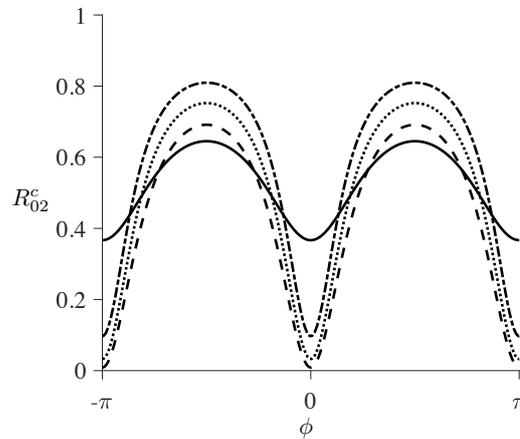


FIGURE 1.22 – Réflectance R_{02}^c d’une couche transparente entre du vide $n_0 = 1$ et du titane ($n_2 = 2,95 - j3,84$) en fonction de la phase ϕ et de l’indice de réfraction optique de la couche transparente : trait plein $n_1 = 1,5$; tirets $n_1 = 3$; pointillés $n_1 = 4,5$; tirets-pointillés $n_1 = 6$.

Analysons ensuite la sensibilité au changement de phase de la réflectance d’une cavité optique $\frac{\partial R_{02}^c}{\partial \phi}$ afin de quantifier la réponse de la cavité à un faible changement d’épaisseur. La sensibilité à la phase pour la même structure et les mêmes indices optiques n_1 que précédemment est tracée sur la figure 1.23. Les maxima de la sensibilité correspondent aux parties de la courbe de réflectance qui varient le plus rapidement avec la phase, c’est-à-dire les flancs des résonances. On remarque que la réflectance de la cavité avec $n_1 = 3$ qui a les modules des coefficients les plus proches ne présente pas la plus grande sensibilité au changement de phase. Ce qui est normal puisque la sensibilité varie comme la finesse de la cavité. Donc, plus les coefficients

de réflexion sont grands aux interfaces plus la zone de bonne sensibilité sera petite et plus la sensibilité sera élevée. On peut remarquer que la réflectance d'une couche de verre, qui correspond à un indice de réfraction $n_1 = 1,5$, ne présente pas une grande variation d'amplitude en intensité et a une sensibilité mauvaise au changement de phase.

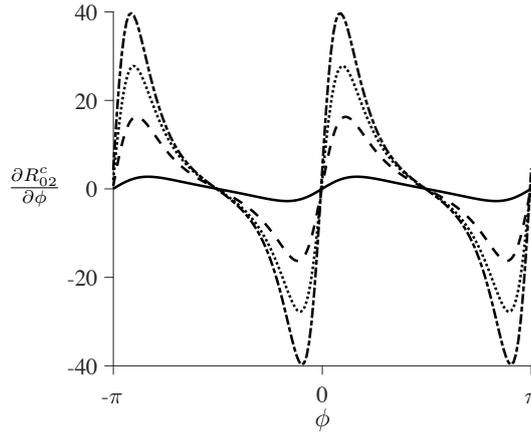


FIGURE 1.23 – Sensibilité $\frac{\partial R_{02}^c}{\partial \phi}$ de la réflectance d'une couche transparente en contact entre le vide $n_0 = 1$ et une couche de titane ($n_2 = 2,95 - j3,84$) en fonction de la phase ϕ et de l'indice de réfraction optique de la couche transparente : trait plein $n_1 = 1,5$, tirets $n_1 = 3$, pointillés $n_1 = 4,5$, tirets-pointillés $n_1 = 6$.

1.2.2.2 La sensibilité de la réflectivité de la cavité à une perturbation d'épaisseur et de la réflectivité à l'une de ses interfaces

Pour le faisceau sonde, la réflectivité de la cavité r_{02}^c donnée par l'équation (1.60) est sensible au changement de phase ϕ engendré par une variation d'épaisseur de la cavité, et aussi à des variations des coefficients de réflexion des interfaces [46]. Le changement de réflectivité $\Delta \tilde{r}_{02}^c$ induit par une variation de l'épaisseur d_1 et par une perturbation du coefficient de réflexion r_{12} est :

$$\Delta \tilde{r}_{02}^c = \frac{\partial r_{02}^c}{\partial d_1} dd_1 + \frac{\partial r_{02}^c}{\partial r_{12}} d\tilde{r}_{12}. \quad (1.63)$$

La variation d'épaisseur dd_1 correspond au déplacement $u_{1/2}$ de l'interface entre les couches 1 et 2 : $u_{1/2}$. La variation du coefficient de réflexion dr_{12} correspond à la

perturbation du coefficient de réflexion $\Delta\tilde{r}$ de l'interface entre les couches 1 et 2 causée par la déformation acoustique dans la couche 2. Ce qui donne :

$$\Delta\tilde{r}_{02}^c = \frac{\partial r_{02}^c}{\partial d_1} u_{1/2} + \frac{\partial r_{02}^c}{\partial r_{12}} \Delta\tilde{r}, \quad (1.64)$$

avec par dérivation de (1.60) :

$$\frac{\partial r_{02}^c}{\partial d_1} = -2jt_{01}r_{12}t_{10}q_{1,s} \frac{e^{-2jq_{1,s}d_1}}{(1 + r_{01}r_{12}e^{-2jq_{1,s}d_1})^2}. \quad (1.65)$$

La sensibilité de r_{02}^c à $u_{1/2}$ est maximale lorsque $\frac{\partial r_{02}^c}{\partial d_1}$ est maximum, c'est-à-dire au lieu de la plus grande pente de la courbe du coefficient de réflexion $r_{02}^c(\phi)$ avec $\phi = q_{1,s}d_1$.

La sensibilité du coefficient de réflexion $\Delta\tilde{r}$ à la perturbation s'écrit :

$$\frac{\partial r_{02}^c}{\partial r_{12}} = \frac{t_{01}t_{10}e^{-2jq_{1,s}d_1}}{(1 + r_{01}r_{12}e^{-2jq_{1,s}d_1})^2}. \quad (1.66)$$

En utilisant l'expression du changement de réflectivité (1.47) donnée dans la section 1.2.1.3, la partie de l'expression (1.64) décrivant le changement de réflectivité de la cavité causé par une variation de r_{12} peut s'écrire :

$$\frac{\partial r_{02}^c}{\partial r_{12}} \Delta\tilde{r} = \frac{t_{01}t_{10}e^{-2jq_{1,s}d_1}}{(1 + r_{01}r_{12}e^{-2jq_{1,s}d_1})^2} \int_0^{d_2} \frac{\partial n_{2,s}}{\partial \eta} \tilde{\eta}_2(z', \omega) f(z') dz', \quad (1.67)$$

avec :

$$f(z') = jt_{12}t_{21}q_{v,s}e^{-2jq_{2,s}z'}. \quad (1.68)$$

Remarquons qu'une expression du changement de réflectivité causée par la déformation η_2 aurait pu être déduite en extrapolant l'équation (1.47) :

$$\frac{\partial r_{02}^c}{\partial r_{12}} \Delta r = \int_0^{d_2} \frac{\partial n_{2,s}}{\partial \eta} \tilde{\eta}_2(z', \omega) g(z') dz', \quad (1.69)$$

avec :

$$g(z') = jt_{02}^c t_{20}^c q_{v,s} e^{-2jq_{2,s}z'}. \quad (1.70)$$

Les coefficients de transmission aux interfaces de l'équation (1.48) ont été substitués par les coefficients de transmission de la couche transparente. L'expression de l'équation (1.69) est alors identique à l'équation (1.67).

Par conséquent, la sensibilité du coefficient de réflexion r_{02}^c à l'onde acoustique qui se propage sous la surface de la couche 2 dépend des coefficients de transmission

de la couche transparente. Cela est logique puisque le faisceau traverse la couche transparente avant de rencontrer le changement de permittivité sous la surface puis retraverse la couche transparente.

De plus, on peut noter que $\frac{\partial r_{02}^c}{\partial d_1} = -2jq_{1,s}r_{12}\frac{\partial r_{02}^c}{\partial r_{12}}$. Lorsque r_{12} augmente, le rapport entre la sensibilité au déplacement et la sensibilité au changement du coefficient de réflexion, c'est-à-dire à la déformation, augmente.

Le calcul de l'intensité du changement de réflectivité s'effectue dans le domaine temporel et est donné par l'extension de l'expression (1.52) :

$$\Delta R_{02}^c = |r_{02}^c + \Delta r_{02}^c|^2 - |r_{02}^c|^2 = 2\Re(r_{02}^{c*}\Delta r_{02}^c). \quad (1.71)$$

Ce qui permet d'écrire :

$$\Delta R_{02}^c = \Delta R_{02}^c(u_{12}) + \Delta R_{02}^c(\Delta r), \quad (1.72)$$

et nous avons :

$$\Delta R_{02}^c(u_{12}) = 2\Re(r_{02}^{c*}\frac{\partial r_{02}^c}{\partial d_1}u_{1/2}), \quad \Delta R_{02}^c(\Delta r) = 2\Re(r_{02}^{c*}\frac{\partial r_{02}^c}{\partial r_{12}}\Delta r). \quad (1.73)$$

Malgré le caractère quadratique de l'intensité, on peut faire la somme des perturbations des intensités. La variation d'intensité due à la sensibilité de la cavité au changement d'épaisseur et au changement de réflectivité peut être obtenue en calculant séparément l'intensité des deux contributions et en les sommant.

Pour conclure, l'étude d'une cavité optique a permis de mettre en évidence la sensibilité de sa réflectance à l'épaisseur de la couche traversée par le faisceau ainsi qu'aux coefficients de réflexion des interfaces de part et d'autre de la cavité. On en a déduit que l'optimisation de la sensibilité de la cavité optique s'effectue par le choix des matériaux qui la constituent et l'ajustement de son épaisseur. Dans un deuxième temps, il a été vu que la variation de l'intensité réfléchie mesurée par réflectométrie est elle aussi sensible aux déplacements des interfaces et à la variation du coefficient de réflexion d'une de ses interfaces. De plus, les variations d'intensité engendrées par les deux sensibilités peuvent être calculées séparément puis sommées.

Les variations de réflectivité calculées dans cette partie sont essentiellement relatives à l'interaction élasto-optique avec les ondes acoustiques de la couche opaque. Dans la suite nous allons donc nous intéresser aux changements de réflectivité générées par l'interaction élasto-optique dans la couche transparente.

1.2.3 La modélisation de l'interaction acousto-optique dans la couche transparente

Dans la couche transparente le faisceau sonde interagit avec la perturbation acoustique sur une distance supérieure à la longueur d'onde du faisceau sonde. L'onde acoustique se comporte comme une interface virtuelle sur laquelle l'onde optique se réfléchit partiellement. Le faisceau lumineux réfléchi sur l'interface virtuelle interfère avec le faisceau réfléchi sur les interfaces physiques de la structure. La perturbation acoustique étant en mouvement, les ondes optiques interfèrent successivement de façon constructive et destructive. L'intensité réfléchie et détectée oscille alors au cours du temps et est appelée *oscillation Brillouin*.

Dans cette troisième partie, nous présenterons la modélisation de l'interaction du faisceau sonde avec le front d'onde acoustique dans une couche transparente. Même si numériquement il y a un effet de cavité dans une couche transparente plus épaisse que la longueur spatiale de l'impulsion sonde, ce n'est pas le cas expérimentalement. En effet, les substrats transparents à disposition sont généralement d'une épaisseur autour de 1 mm ce qui est trop épais pour permettre l'établissement d'effet de cavité avec l'encombrement spatial de l'impulsion laser qui est de l'ordre de $90 \mu\text{m}$ ¹¹. On va alors tout d'abord définir le phénomène physique qui permet l'existence d'oscillations Brillouin. Ensuite, nous décrirons l'interaction du faisceau sonde avec la perturbation dans un substrat plus épais que la longueur spatiale de l'impulsion (considéré semi-infini optiquement et acoustiquement). Puis, dans l'optique de profiter de l'effet de cavité dans des couches transparentes dont l'épaisseur est moins importante que la longueur spatiale de l'impulsion, le modèle sera complexifié. Enfin, dans un dernier temps on analysera l'influence de la variation d'épaisseur de la couche transparente

11. L'encombrement spatiale est égale au produit $v\varsigma$ où v est la vitesse de l'onde optique dans la couche et ς la durée de l'impulsion lumineuse

finie en épaisseur sur l'amplitude des oscillations Brillouin dans la mesure.

1.2.3.1 Les oscillations Brillouin

Les ondes acoustiques, qui se propagent dans un milieu transparent, peuvent être vues comme une ligne de diffuseurs espacés d'une longueur d'onde acoustique λ_{ac} et de nombre d'onde acoustique k . L'onde optique de longueur d'onde optique λ_s et de nombre d'onde optique q_s est rétrodiffusée dans la couche et des interférences constructives ont lieu lorsque le chemin optique $2q_s\lambda_{ac}$ est multiple de 2π , soit quand $2q_s = k$. Ainsi, seules les ondes acoustiques qui ont une longueur d'onde deux fois plus petite que la longueur d'onde optique créent l'apparition d'oscillations Brillouin dans les mesures.

La fréquence des oscillations s'appelle *fréquence Brillouin* et a pour expression :

$$f_B = 2 \frac{n_s v_L}{\lambda_{v,s}}, \quad (1.74)$$

où $\lambda_{v,s}$ est la longueur d'onde optique dans le vide. Elle dépend de la célérité de l'onde mécanique v_L dans la couche et de l'indice de réfraction optique du milieu n_s ¹². La mesure d'oscillations Brillouin permet d'obtenir le produit $n_s v_L$. La connaissance en amont de v_L permet alors de déterminer n_s et inversement, la connaissance en amont de n_s permet de déterminer v_L .

1.2.3.2 L'interaction Brillouin dans un milieu semi-infini

Considérons un milieu transparent (milieu 0) semi-infini optiquement et acoustiquement. Une perturbation mécanique issue de la couche absorbante (couche 1) parcourt le milieu transparent de l'interface $z = 0$ à $z = -\infty$. Le saut d'indice est représenté par une interface virtuelle à une profondeur z' où $z' \in [-\infty, 0]$ comme représenté sur la figure 1.24. Un faisceau sonde de longueur d'onde $\lambda_{0,s}$ traverse le milieu suivant l'axe $(0z)$. Le changement de réflectivité de la couche est alors le

12. Il faut noter qu'ici le faisceau sonde arrive orthogonalement à la perturbation selon l'axe $(0z)$. Dans le cas où le faisceau sonde arrive avec un angle θ par rapport à l'axe $(0z)$, la projection du vecteur d'onde selon l'axe $(0z)$ fait que la fréquence Brillouin dépend de l'angle d'incidence du faisceau : $f_B = 2 \frac{n_s v_L}{\lambda_{v,s}} \cos(\theta)$.

résultat de l'interaction du faisceau avec la perturbation acoustique.

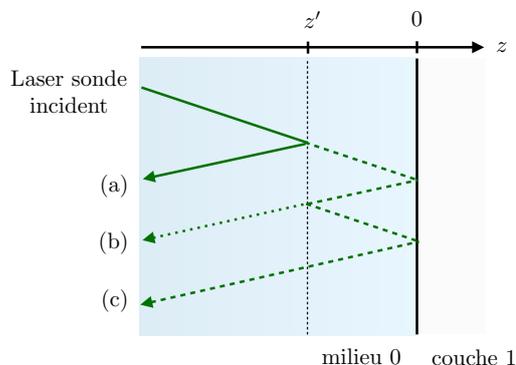


FIGURE 1.24 – Interactions du faisceau optique avec l'interface virtuelle en z' dans un milieu transparent considéré semi-infini en optique et en acoustique : a) la réflexion sur la gauche de la perturbation (trait plein) ; b) la transmission à travers la perturbation (en pointillés) ; c) la transmission et la réflexion sur la droite de la perturbation (en tirets).

La figure 1.24 montre les interactions du faisceau sonde pour lesquelles le faisceau a, au maximum, une réflexion sur le saut d'indice. On parle d'interactions au premier ordre¹³. La première interaction est la réflexion du faisceau optique sur la gauche de la perturbation (figure 1.24.a). Pour la deuxième interaction, le faisceau optique qui est partiellement transmis à travers la perturbation se réfléchit une fois sur l'interface milieu 0/couche 1 et est de nouveau transmis partiellement à travers la perturbation (1.24.b). Pour la troisième interaction, le faisceau est partiellement transmis à travers la perturbation, il se réfléchit une première fois sur l'interface milieu 0/couche 1, puis sur la perturbation acoustique. Il se réfléchit une seconde fois sur l'interface milieu 0/couche 1 avant d'être une nouvelle fois partiellement transmis à travers la perturbation (figure 1.24.c) [8].

L'origine des phases est prise en $z = 0$. L'onde progressive de l'interaction (a) se réfléchit uniquement sur la perturbation en z' . Le chemin optique de l'onde est raccourci

¹³. Les interactions d'ordre supérieur ne sont pas considérées car elles sont de trop faible intensité en sortie de la couche.

de $2q_{0,s}z'$. Par extrapolation des équations (1.47) et (1.48), le changement de réflectivité induit par l'interaction est alors [8] :

$$\Delta\tilde{r}_{g,0}(\omega) = jq_{0,s} \frac{\partial n_{0,s}}{\partial \eta} \int_{-\infty}^0 \tilde{\eta}_0(z', \omega) e^{2jq_{0,s}z'} dz'. \quad (1.75)$$

Pour l'interaction (b), l'onde optique ne connaît pas de variation de chemin optique car elle est réfléchiée en $z = 0$. Elle est transmise deux fois à travers l'interface virtuelle avec à chaque fois le coefficient de transmission $t_\delta = 1 + r_\delta$. Le changement de réflectivité induit est alors proportionnel à $(1 + r_\delta)^2$ et s'écrit au premier ordre en r_δ :

$$\Delta\tilde{r}_{t,0}(\omega) = 2jr_{01}q_{0,s} \frac{\partial n_{0,s}}{\partial \eta} \int_{-\infty}^0 \tilde{\eta}_0(z', \omega) dz'. \quad (1.76)$$

L'interaction (c) concerne l'onde rétrograde. L'onde optique a un chemin optique rallongé de $2q_{0,s}z'$ et le changement de réflectivité s'exprime :

$$\Delta\tilde{r}_{d,0}(\omega) = jr_{01}^2q_{0,s} \frac{\partial n_{0,s}}{\partial \eta} \int_{-\infty}^0 \tilde{\eta}_0(z', \omega) e^{-2jq_{0,s}z'} dz'. \quad (1.77)$$

La fonction de sensibilité des ondes rétrogrades de l'équation (1.77) diffère principalement de celle des ondes progressive de l'équation (1.75) par le coefficient r_{01}^2 qui est issu de la double réflexion de la contribution sur l'interface couche 0/couche 1. Les termes de phase $e^{2jq_{0,s}z'}$ et $e^{-2jq_{0,s}z'}$ diffèrent d'un signe "-". Par ces termes de phase, les deux fonctions correspondent à des termes d'oscillations Brillouin en régime Stokes et anti-Stokes. Les ondes progressives et rétrogrades sont rétrodiffusées par l'onde acoustique et les termes de phase assurent la conservation des vecteurs d'onde. Contrairement aux changements de réflectivité (1.75) et (1.77), la fonction de sensibilité de l'équation (1.76) est indépendante de la position de la perturbation. L'interaction avec la perturbation est alors la même quelle que soit la position de la perturbation et est proportionnelle à l'intégrale de la déformation de $-\infty$ à 0. Le changement de réflectivité est alors proportionnel au déplacement de l'interface entre le milieu 0 et la couche 1 $\tilde{u}_1(0)$, et est pondéré par le coefficient élasto-optique $\partial n_{0,s}/\partial \eta$.

Les trois interactions contribuent au changement de réflectivité de la couche transparente :

$$\Delta\tilde{r}_0(\omega) = \Delta\tilde{r}_{g,0}(\omega) + \Delta\tilde{r}_{d,0}(\omega) + \Delta\tilde{r}_{t,0}(\omega). \quad (1.78)$$

L'intensité du changement de réflectivité de la couche transparente est ensuite calculée dans le domaine temporel et est égale à :

$$\Delta R_0 = |r_{01} + \Delta r_0|^2 - |r_{01}|^2 \simeq 2\Re\{r_{01}^* \Delta r_0\}, \quad (1.79)$$

où r_{01}^* est le conjugué du coefficient de réflexion de l'interface entre le milieu 0 et la couche 1. Par conséquent, on a :

$$\Delta R_0 = 2\Re\{r_{01}^* \Delta r_{g,0} + r_{01}^* \Delta r_{d,0} + r_{01}^* \Delta r_{t,0}\} = \Delta R_{g,0} + \Delta R_{d,0} + \Delta R_{t,0}. \quad (1.80)$$

Pour illustrer, le changement de réflectivité est calculé dans un milieu semi-infini de verre (milieu 0) déposé sur une couche de titane (couche 1). L'intensité des deux changements relatifs de réflectivité en intensité $\Delta R_{g,0}(t)/R_{01}$ et $\Delta R_{d,0}(t)/R_{01}$ ainsi que le changement de réflectivité $\Delta R_{g,0}(t)/R_{01} + \Delta R_{d,0}(t)/R_{01}$ sont représentés sur la figure 1.25 avec $R_{01} = r_{01}r_{01}^*$ le coefficient de réflexion en intensité de l'interface entre le milieu de verre et la couche de titane. La diffusion thermique ainsi que l'atténuation acoustique sont négligées. Le faisceau sonde est de longueur d'onde 515 nm et le coefficient élasto-optique du verre est de -0.46 [47]. L'onde acoustique fait un aller-retour dans la couche de titane en un temps $t_{A/R,Ti}$. Les deux changements de réflectivité $\Delta R_{g,0}(t)/R_{01}$ et $\Delta R_{d,0}(t)/R_{01}$ oscillent au cours du temps avec une même fréquence Brillouin de 34 GHz. La contribution $\Delta R_{d,0}(t)/R_{01}$ a une amplitude moins importante que $\Delta R_{g,0}(t)/R_{01}$ qui s'explique par la double réflexion partielle sur l'interface entre le verre et le titane modélisée par le coefficient de réflexion r_{01}^2 dans l'expression (1.77). Les sauts d'amplitude tous les $t_{A/R,Ti}$ sont dus à la transmission périodique d'échos à travers l'interface entre la couche de verre et la couche de titane. Un déphasage de π est visible entre les deux contributions. Ce déphasage est prévisible car, comme observé précédemment, les expressions des deux contributions (équations (1.77) et (1.75)) diffèrent dans leur terme de phase d'un signe "-".

Pour un milieu semi-infini, le changement de réflectivité tel que décrit par les équations (1.75) et (1.77) est adapté pour décrire les oscillations de la mesure causées par l'interaction Brillouin. Lorsque la détection est opérée au travers d'une couche plus fine que la longueur spatiale de l'impulsion, une seconde interface optique doit être considérée. Elle introduit des interférences supplémentaires qui vont être décrites dans le paragraphe suivant.

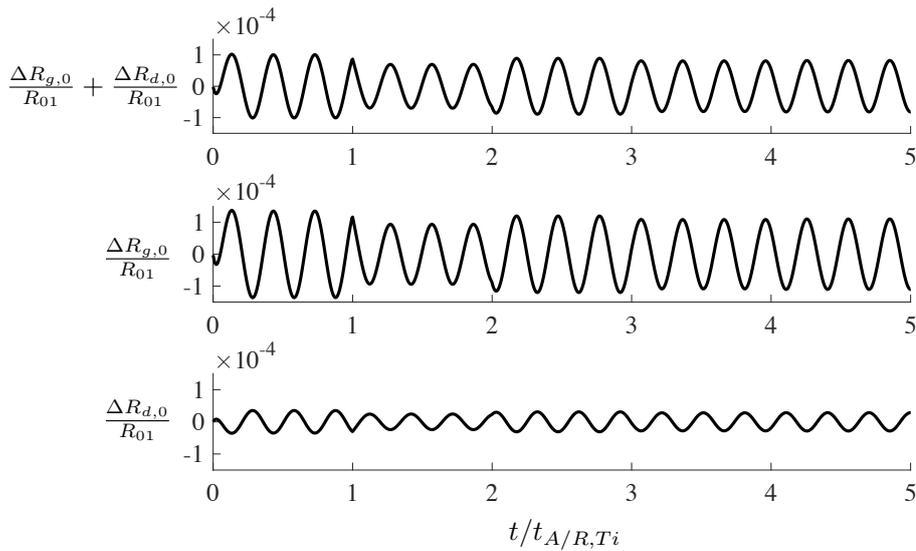


FIGURE 1.25 – Calcul du changement de réflectivité d’une couche de verre semi-infinie optiquement et acoustiquement sur une couche de titane. De haut en bas sont tracés le changement de réflectivité $\Delta R_{g,0}(t)/R_{01} + \Delta R_{d,0}(t)/R_{01}$ et les deux contributions $\Delta R_{g,0}(t)/R_{01}$ et $\Delta R_{d,0}(t)/R_{01}$.

1.2.3.3 L’interaction Brillouin dans une couche transparente

On considère maintenant une couche transparente (couche 0) d’épaisseur d_0 supérieure à la longueur d’onde du faisceau sonde et plus petite que la longueur de cohérence de l’impulsion sonde. Elle est en conditions de bord libre d’un côté et chargée de l’autre par une couche absorbante (couche 1). Une perturbation mécanique parcourt la couche de l’interface $z = 0$ à $z = -d_0$. Le saut d’indice est représenté par une interface virtuelle à une profondeur z' où $z' \in [-d_0, 0]$. Un faisceau sonde de longueur d’onde $\lambda_{v,s}$ arrive sur le bi-couche suivant l’axe ($0z$).

En raison de la présence d’une deuxième interface, le faisceau sonde se réfléchit de multiples fois dans la couche transparente. Les différents faisceaux réfléchis sont décomposés en des ondes progressives et rétrogrades qui se propagent à travers la couche transparente. Comme vu précédemment pour le milieu semi-infini, elles interfèrent avec la perturbation au premier ordre de trois façons différentes [47, 48]. Les interactions sont représentées sur la figure 1.26. La première interaction rassemble

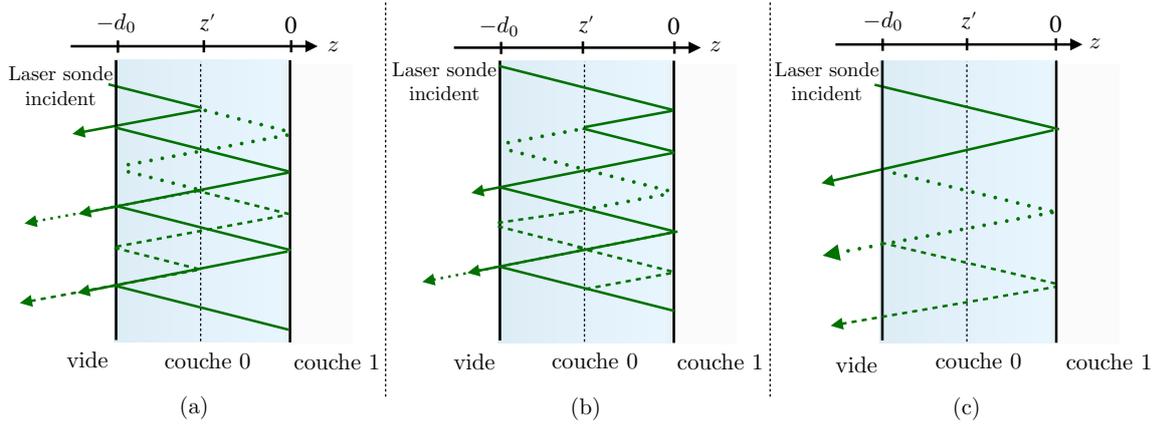


FIGURE 1.26 – Interactions du faisceau optique avec l’interface virtuelle en z' dans une couche transparente : a) une réflexion sur la gauche de la perturbation ; b) une réflexion sur la droite de la perturbation ; c) uniquement transmise à travers la perturbation.

l’ensemble des ondes progressives qui se sont réfléchies une fois sur le côté gauche du saut d’indice. Les premières contributions considérées sont représentées en trait plein, en pointillés et en tirets sur la figure 1.26.a. La deuxième interaction est constituée des ondes rétrogrades qui se sont réfléchies une fois sur le côté droit de l’interface. Les premières contributions sont visibles sur la figure 1.26.b. La dernière interaction tient compte des ondes progressives et rétrogrades qui interagissent uniquement par transmission avec le saut d’indice comme le montre la figure 1.26.c.

Pour représenter l’interaction des ondes progressives avec la perturbation acoustique, représentée figure 1.26.a, on considère successivement les contributions issues de la réflexion d’une onde progressive sur la perturbation après 0, 1, 2... réflexions sur l’interface en $z = 0$. La contribution de chacune de ces perturbations peut être vue comme le terme d’une série géométrique dont la somme converge vers la perturbation globale comme calculé dans l’annexe A.5.1. La contribution au changement de réflectivité de la somme des interactions par la gauche est notée $\Delta\tilde{r}_{g,0}$ et est donnée par :

$$\Delta\tilde{r}_{g,0}(\omega) = j \frac{t_{0v}t_{v0}}{(1 + r_{0v}r_{10}e^{-2jq_{0,s}d_0})^2} q_{v,s} \int_{-d_0}^0 \frac{\partial n_{0,s}}{\partial \eta} \tilde{\eta}_0(z', \omega) e^{-j2q_{0,s}(d_0 - z')} dz', \quad (1.81)$$

où t_{0v} et t_{v0} sont les coefficients de transmission optiques de l’interface vide/couche 0 et couche 0/vide, r_{0v} et r_{10} sont respectivement les coefficients de réflexion optiques

des interfaces couche 0/vide et couche 1/couche 0 et $q_{v,s}$ est le nombre d'onde optique du faisceau sonde dans le vide.

La contribution des réflexions des ondes rétrogrades, figure 1.26.b, peut être obtenue selon le même schéma de calcul et est notée $\Delta\tilde{r}_{d,0}$. On obtient :

$$\Delta\tilde{r}_{d,0}(\omega) = j \frac{t_{0v}r_{01}^2t_{v0}}{(1 + r_{0v}r_{10}e^{-2jq_{0,s}d_0})^2} q_{v,s} \int_{-d_0}^0 \frac{\partial n_{0,s}}{\partial \eta} \tilde{\eta}_0(z', \omega) e^{-j2q_{0,s}(d_0 + z')} dz'. \quad (1.82)$$

La contribution des ondes progressives et rétrogrades à travers la perturbation, figure 1.26.c, est également exprimée et s'écrit :

$$\Delta\tilde{r}_{t,0}(\omega) = \frac{t_{0v}r_{01}t_{v0}e^{-2jq_{0,s}d_0}}{1 + r_{0v}r_{10}e^{-2jq_{0,s}d_0}} + 2j \frac{t_{0v}r_{01}t_{v0}e^{-2jq_{0,s}d_0}}{(1 + r_{0v}r_{10}e^{-2jq_{0,s}d_0})^2} q_{v,s} \int_{-d_0}^0 \frac{\partial n_{0,s}}{\partial \eta} \tilde{\eta}_0(z', \omega) dz'. \quad (1.83)$$

Un terme statique apparaît dans l'expression de $\Delta\tilde{r}_{t,0}(\omega)$ suite au développement de la double transmission partielle $(1 + r_\delta)^2$ du faisceau à travers la perturbation au premier ordre en r_δ (Annexe A.5.1.3), où r_δ est le coefficient de réflexion défini par l'expression (1.45) dans la section 1.2.1.3. C'est un terme de cavité optique issu des ondes progressives et rétrogrades qui n'ont pas interagi avec la perturbation. Le terme dynamique de $\Delta\tilde{r}_{t,0}(\omega)$ est proportionnel à l'intégrale de la déformation sur l'épaisseur de la couche qui n'est autre que la différence des déplacements des deux interfaces de la couche transparente $u(0) - u(-d_0)$. La contribution est alors sensible à la respiration de la couche transparente, c'est-à-dire aux variations de l'épaisseur de la couche.

Le changement de réflectivité de la couche 0 est la somme des contributions et s'écrit :

$$\Delta\tilde{r}_0 = j \frac{t_{0v}t_{v0}e^{-j2q_{0,s}d_0}}{(1 + r_{0v}r_{10}e^{-2jq_{0,s}d_0})^2} q_{v,s} \frac{\partial n_{0,s}}{\partial \eta} \int_{-d_0}^0 \tilde{\eta}_0(z', \omega) (e^{j2q_{0,s}z'} + r_{01}^2 e^{-j2q_{0,s}z'} + 2r_{01}) dz'. \quad (1.84)$$

Les termes $e^{j2q_{0,s}z'}$ et $r_{01}^2 e^{-j2q_{0,s}z'}$ décrivent l'interaction Brillouin des ondes progressive et régressive avec la perturbation. Le facteur $\frac{1}{(1 + r_{0v}r_{10}e^{-2jq_{0,s}d_0})^2}$ est le terme de résonance optique de la couche transparente. L'amplitude du changement relatif de réflectivité de la couche transparente dépend ainsi des résonances optiques qui ont lieu dans la couche transparente. L'amplitude des oscillations Brillouin est

donc liée à l'épaisseur de la couche d_0 .

L'ensemble des interactions se somme avec le coefficient de réflexion optique d'interface r_{v0} : $r = r_{v0} + \Delta\tilde{r}_0$. En sommant r_{v0} à la partie statique de (1.84), on retrouve alors l'expression (1.60) et, par conséquent, le coefficient de réflexion statique de la couche 0 :

$$r_{v1}^c = r_{v0} + \frac{t_{0v}r_{01}t_{v0}e^{-2jq_{0,s}d_0}}{1 + r_{0v}r_{10}e^{-2jq_{0,s}d_0}}. \quad (1.85)$$

On retrouve donc bien le changement de réflectivité $\Delta\tilde{r}_0$ comme la différence de la réflectivité totale de la structure et du coefficient de réflexion statique de la couche 0 : $\Delta\tilde{r}_0 = r - r_{v1}^c$.

La modélisation des oscillations Brillouin par les contributions $\Delta r_{g,0}$ et $\Delta r_{d,0}$, données par les équations (1.81) et (1.82), met en évidence la dépendance des amplitudes des oscillations au coefficient élasto-optique et aux coefficients de réflexion des interfaces. Le phénomène d'oscillations Brillouin dans les mesures opto-acoustiques est alors conditionné par [47] :

- un couplage élasto-optique suffisamment important dans le matériau caractérisé ;
- une transparence du matériau sondé assez grande pour éviter une atténuation optique trop importante des oscillations ;
- une interface substrat-matériau ou vide-matériau telle qu'elle laisse entrer et sortir convenablement l'impulsion lumineuse.

Si les conditions d'existence des oscillations Brillouin sont remplies, les amplitudes des oscillations sont suffisantes pour permettre de quantifier l'atténuation acoustique d'un milieu transparent [11, 49], ou encore, de mesurer la vitesse du son ou d'indice de réfraction optique d'une couche transparente [48]. L'épaisseur de la couche absorbante peut également être retrouvée par chronométrie des arrivées des échos acoustiques [10].

1.2.3.4 L'influence sur la mesure des oscillations Brillouin

L'intensité du changement de réflectivité de la couche transparente est équivalente à :

$$\Delta R_0^c = |r_{v1}^c + \Delta r_0|^2 - |r_{v1}^c|^2 \simeq 2\Re\{r_{v1}^{c*}\Delta r_0\}, \quad (1.86)$$

où r_{v1}^c est le coefficient de réflexion optique de la couche transparente. Par conséquent on a :

$$\Delta R_0^c = 2\Re\{r_{v1}^{c*}\Delta r_{g,0} + r_{v1}^{c*}\Delta r_{d,0} + r_{v1}^{c*}\Delta r_{t,0}\}. \quad (1.87)$$

L'amplitude du changement de réflectivité en intensité varie suivant le terme de résonance $\frac{1}{(1 + r_{0v}r_{10}e^{-2jq_{0,s}d_0})^2}$ des trois équations (1.81-1.83) et est proportionnel à [47] :

$$|\Delta R_0^c| \propto |r_{v1}^{c*} \frac{t_{v0}t_{0v}e^{-j2q_{0,s}d_0}}{(1 + r_{0v}r_{10}e^{-2jq_{0,s}d_0})^2}| = \Delta \hat{R}_0^c \quad (1.88)$$

Le changement relatif de réflectivité $\Delta R_0^c/R_{v1}^c$ obtenu par la mesure est relié à la réflectance de la couche transparente $R_{v1}^c = |r_{v1}^c|^2$. Comme vu dans la section 1.2.2.1, la réflectance R_{v1}^c dépend de l'épaisseur de la couche transparente.

Sur la figure 1.27, on a représenté la réflectance R_{v1}^c , le coefficient $\Delta \hat{R}_0^c$ et le rapport $\Delta \hat{R}_0^c/R_{v1}^c$ en fonction du rapport épaisseur sur longueur d'onde pour une couche de verre en contact avec une couche de titane. L'épaisseur pour laquelle l'amplitude du rapport $\Delta \hat{R}_0^c/R_{v1}^c$ est maximale coïncide avec l'épaisseur de la valeur minimale de la réflectance de la structure bicouche. Sur la figure 1.28, on a tracé la variation de l'amplitude de la somme des contributions $\Delta R_{g,0}^c(t)/R_{v1}^c$ et $\Delta R_{d,0}^c(t)/R_{v1}^c$ en fonction du rapport épaisseur sur longueur d'onde. La position du maximum de l'amplitude des oscillations Brillouin correspond à l'épaisseur pour laquelle la réflectance est minimale et le rapport $|\Delta R_0^c|/R_{v1}^c$ est maximal. Ainsi, pour une mesure relative d'intensité, l'amplitude des oscillations Brillouin sera d'autant plus élevée que l'on est proche du minimum de la réflectance de la structure. Ce qui est intéressant pour l'étude des paramètres optiques et acoustiques d'une structure multicouche.

L'effet de résonance d'une couche permet alors d'optimiser l'amplitude des oscillations Brillouin dans une couche transparente. Cette particularité est mise en évidence par O.B. Wright pour une structure bicouche SiO_2/Ge [48] et étudiée dans la thèse de R. Côte dans une structure $Al/FSG/Si$ [47].

Ainsi, dans une couche transparente, l'interaction des ondes optiques avec la perturbation acoustique est décrite au premier ordre par trois interactions optiques. La présence d'une seconde interface fait apparaître des effets de cavité qui font que l'am-

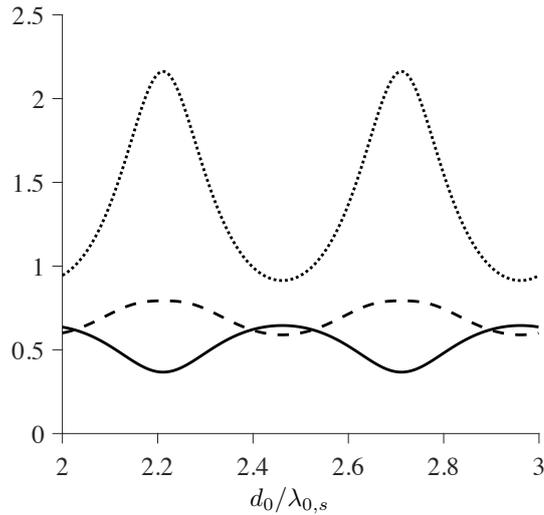


FIGURE 1.27 – Calcul de la réflectance R_{v1}^c (trait plein), de l'amplitude approchée du changement de réflectivité $\Delta\hat{R}_0^c$ (tirets) et du rapport $\Delta\hat{R}_0^c/R_{v1}^c$ (pointillés) pour une couche de verre d'épaisseur $d_0 \in [2\lambda_{0,s}, 3\lambda_{0,s}]$ en contact avec une couche de titane.

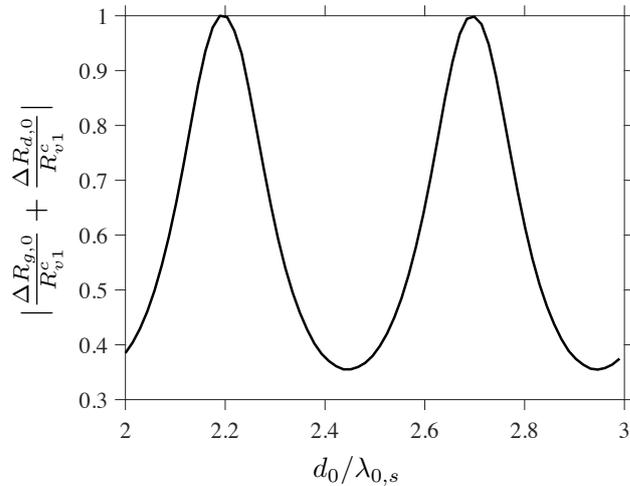


FIGURE 1.28 – Variation de l'amplitude des oscillations Brillouin de la contribution $\Delta R_{g,0}^c(t)/R_{v1}^c + \Delta R_{d,0}^c(t)/R_{v1}^c$ en fonction du rapport épaisseur et longueur d'onde.

plitude de la mesure des oscillations Brillouin dépend de l'épaisseur de la couche transparente.

Le changement de réflectivité de la couche transparente se somme avec celui de la couche absorbante. Nous allons aborder dans la suite le changement de réflectivité du transducteur mono-couche.

1.2.4 Le changement de réflectivité de la structure

Dans ce mémoire nous souhaitons rendre le transducteur opto-acoustique plus sensible aux perturbations acoustiques, notamment à celles qui se sont réfléchies sur l'interface entre le transducteur et l'objet à imager. Dans le transducteur actuel, les échos détectés dans la couche absorbante sont proportionnels aux déformations qui arrivent directement sous la surface. La présence d'un échantillon sur le transducteur modifie l'amplitude des échos qui se sont réfléchis à l'interface entre la couche opaque et l'échantillon (cf. section 1.1.4.3). Cette variation peut être mesurée en faisant le rapport entre l'amplitude de l'écho sans et avec échantillon. On obtient le coefficient de réflexion de l'interface et il est alors possible de déterminer l'impédance de l'échantillon. Or, lors d'une mesure, le faisceau sonde traverse le substrat transparent et pénètre dans la couche 1 dans la limite de la longueur de pénétration optique. Le changement de réflectivité total de la structure mesuré expérimentalement ΔR_{tot} est alors la somme des changements de réflectivité du milieu transparent $\Delta R_0 = 2\Re\{r_{v1}^{c*}\Delta r_{g,0} + r_{v1}^{c*}\Delta r_{d,0} + r_{v1}^{c*}\Delta r_{t,0}\}$ et de la couche absorbante $\Delta R_1 = 2\Re\{r_{v1}^{c*}\frac{\partial r_{v1}^c}{\partial r_{12}}\Delta r_1\}$. Les changements de réflectivité transitoires de la couche 1 sont par conséquent sommés avec les oscillations Brillouin du milieu 0. La distinction des contributions des changements de réflectivité de chacune des couches n'est alors pas tout le temps évidente car lorsque les coefficients élasto-optiques de la couche transparente sont grands, les oscillations Brillouin peuvent masquer les changements de réflectivité transitoires de la couche 1. Par conséquent, le choix du substrat ou des matériaux sondés doit être fait en fonction des expérimentations souhaitées. Pour une mesure d'atténuation acoustique dans une couche transparente, il est nécessaire de prendre un matériau transparent avec un coefficient élasto-optique suffisant pour observer des oscillations Brillouin d'amplitude convenable pour mesurer une décroissance des oscillations au cours du temps. Pour une mesure d'impédance, comme dans ce travail, il faut choisir un matériau transparent avec un coefficient élasto-optique qui permet de distinguer nettement le changement de réflectivité transitoire de la couche opaque. C'est le cas pour le saphir dont le coefficient élasto-optique est faible à 515 nm. Les échos acoustiques sont alors bien distincts. Expérimentalement, pour un transducteur saphir-titane les oscillations Brillouin du saphir sont peu visibles à cause du bruit de mesure. Néanmoins, la fréquence Brillouin est bien présente dans le

spectre du signal expérimental.

L'amplitude des échos est sensible à l'impédance des milieux qui encadrent la couche transparente, en particulier celle de la couche absorbante, tel que décrit dans la partie [1.1.4.3](#). Afin d'obtenir une mesure plus sensible aux variations d'impédance, on se propose d'améliorer la détection de la perturbation en commutant le substrat avec une couche transparente d'épaisseur plus faible que la longueur spatiale de l'impulsion sonde. Comme il a été vu dans la section [1.2.2.1](#), la cavité optique a un maximum de sensibilité au changement d'épaisseur sur le flanc de la réflectance et la cavité optique est d'autant plus sensible aux perturbations acoustiques que l'amplitude des coefficients de réflexion des interfaces de la couche sont proches. Dans le cas du verre avec $n_0 = 1,5$ ou encore du saphir avec $n_0 = 1,75$, les coefficients de réflexion en intensité des interfaces pour la couche de titane ($n_1 = 2,48$) sont respectivement $|r_{v0}|^2 = 0,04$ et $|r_{o1}|^2 = 0,55$ pour le verre et, $|r_{v0}|^2 = 0,07$ et $|r_{o1}|^2 = 0,50$ pour le saphir. Le facteur de qualité de la résonance est qualifié de mauvais quelque soit le milieu transparent utilisé et il y a peu d'effet de cavité optique. Pour augmenter la sensibilité il est alors nécessaire de modifier l'interface vide-couche transparente et donc de complexifier la structure.

1.2.5 Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté la physique de la détection opto-acoustique dans un transducteur mono-couche constitué d'un substrat transparent sur laquelle est déposée une couche opaque. On a tout d'abord introduit le principe du calcul du changement de réflectivité d'une couche absorbante en condition de bords libres. La mesure interférométrique est présentée ainsi que la mesure réflectométrique avec sa fonction de sensibilité qui permet de relier la variation de réflectivité à la perturbation localisée dans la couche. En raison du dispositif expérimental qui ne permet qu'une mesure réflectométrique, on ne peut obtenir que le module du changement de réflectivité. Ensuite, nous avons vu que l'ajout d'une couche transparente fait apparaître une cavité optique sensible au changement de réflectivité des interfaces et au déplacement des interfaces créés par la présence des ondes acoustiques. Il est alors possible de mesurer des variations dues au déplacement des interfaces avec une cavité optique.

Dans un second temps, les oscillations Brillouin qui apparaissent sur la mesure dans une couche transparente d'épaisseur supérieure à la longueur d'onde optique ont été présentées. Les oscillations ont une fréquence caractéristique, appelée fréquence Brillouin, qui dépend de la vitesse acoustique de l'onde et de l'indice de réfraction optique de la couche. Ensuite, dans le souci de modéliser la détection dans le substrat transparent du transducteur, l'interaction de l'onde optique avec la perturbation est traitée dans un milieu transparent considéré semi-infini optiquement du fait de son épaisseur supérieure à l'encombrement spatial de l'impulsion sonde. Puis, l'interaction du faisceau optique avec les perturbations acoustiques a été décrite et modélisée dans une couche transparente d'épaisseur finie. Ces modélisations ont permis de mettre en avant trois interactions distinctes au premier ordre : la réflexion des ondes progressives et rétrogrades sur la perturbation acoustique ainsi que les ondes optiques qui sont essentiellement transmises de façon partielle à travers le changement d'indice. L'effet de cavité dans l'expression des différentes contributions au changement de réflectivité a ainsi été mis en avant dans le cas d'une couche transparente d'épaisseur finie. Grâce à cela, la dépendance de l'amplitude de la mesure à la réflectance de la couche transparente a également été mise en évidence. Enfin, il a été constaté que le facteur de qualité d'une unique couche transparente déposée sur une couche opaque n'était pas suffisant pour avoir une sensibilité suffisante à la perturbation acoustique. Cependant, une amélioration du facteur de qualité est possible en modifiant les interfaces de part et d'autre de la cavité. Il est alors nécessaire de complexifier le transducteur pour augmenter le facteur de qualité et la sensibilité aux perturbations acoustiques.

1.3 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, les outils de compréhension physique et la mise en équation de la génération et de la détection opto-acoustique ont été présentés.

Dans un premier temps, nous avons exposé le processus de génération opto-acoustique. Tout d'abord, au vu des caractéristiques physiques de l'impulsion pompe et des couches métalliques, le régime de génération a été défini comme volumique et thermo-élastique. La durée de l'impulsion lumineuse pompe n'est pas prise en compte dans la modélisation et sa largeur spectrale est négligée. Ensuite, la génération dans une couche métallique en conditions de bords libres a été modélisée en détaillant les effets photo-thermique et thermo-élastique. Il a été vu que le profil de l'onde acoustique généré est modifié par les caractéristiques optique (absorption optique), thermique (diffusion thermique) et acoustique (visco-élasticité). Puis, nous avons modélisé la génération opto-acoustique dans un transducteur mono-couche chargé d'un milieu représentatif d'une cellule. Les conditions aux limites sont modifiées. Les déplacements et déformations sont obtenus par la matrice des coefficients. Ainsi, nous avons simulé la modification de l'amplitude des ondes acoustiques due à la présence d'une cellule sur le transducteur mono-couche. Dans un deuxième temps, nous avons expliqué et modélisé la détection des ondes acoustiques par une seconde impulsion lumineuse. Tout d'abord, les mesures interférométrique et réflectométrique ont été définies. La première est provoquée par le mouvement de l'interface et la seconde par la variation de l'indice optique sous la surface de la couche absorbante dans la limite de sa pénétration optique. Comme le dispositif expérimental utilisé ne permet pas de faire de mesure interférométrique, la mesure réflectométrique est alors uniquement considérée. Ensuite, dans l'optique de présenter la modélisation de la détection dans un transducteur mono-couche, la couche absorbante de titane est déposée sur un substrat transparent. Or, dans le cas d'un milieu d'épaisseur inférieure à la pénétration optique, un effet de cavité optique a lieu. On a donc rappelé l'interaction d'un faisceau lumineux avec une cavité optique. La sensibilité d'une cavité aux variations d'épaisseur a ainsi été exposée. En présence d'une cavité optique, il est alors possible d'obtenir une mesure des déplacements des interfaces qui font varier l'épaisseur de la cavité. Puis, la notion d'oscillations Brillouin a été introduite ainsi que le lien entre fréquence des oscillations, vitesse acoustique et indice

optique du milieu. La modélisation de l'interaction de l'onde optique avec une onde acoustique a été décrite dans un substrat transparent semi-infini et dans une couche transparente. Le calcul est décomposé en trois contributions qui correspondent à l'interaction des ondes progressives et rétrogrades avec la perturbation présente dans un milieu semi-infini transparent puis pour une couche transparente. Enfin, l'influence de l'épaisseur de la couche transparente sur les amplitudes des oscillations Brillouin dans une mesure de changement relatif de réflectivité a été analysée. Le maximum d'amplitude des oscillations est atteint pour une réflectance minimale. On a donc, grâce à la mesure relative, pour une épaisseur spécifique, une meilleure détection des oscillations Brillouin. Pour finir, le changement de réflectivité est la somme des changements de réflectivité de chaque couche qui compose la structure. Or, les matériaux des couches peuvent avoir des coefficients élasto-optiques très différents. Il est donc nécessaire de faire attention aux matériaux qui composent les couches en fonction du paramètre mécanique de la structure que l'on souhaite mesurer. De plus, il est apparu qu'il ne peut y avoir d'effet de cavité dans le substrat de saphir d'un transducteur mono-couche saphir-titane lorsque son épaisseur est beaucoup plus importante que la longueur spatiale de l'impulsion sonde. Néanmoins pour une couche transparente d'épaisseur plus petite que la longueur spatiale de l'impulsion, le facteur de qualité de la cavité optique n'est pas assez grande pour améliorer la mesure de la réflectivité dynamique. Pour augmenter le facteur de qualité, il est alors nécessaire de complexifier la structure et de choisir les matériaux qui composeront les couches. Dans ce but, des calculs de prédiction de génération et de détection opto-acoustiques pour une structure multicouche sont nécessaires.

Deuxième partie

Modélisation multicouche et optimisation du transducteur

Chapitre 2

La génération dans un multicouche

L'utilisation de structures multicouches en acoustique picoseconde a élargi le champ des possibles pour la génération opto-acoustique d'ondes de hautes fréquences notamment grâce aux travaux de *B. Perrin et al.* à l'Institut des NanoSciences de Paris (INSP) sur les supers réseaux pour générer des ondes acoustiques TeraHertz [50]. L'équipe a mis au point un modèle multicouche utilisant un formalisme de matrice de transfert pour l'utilisation de nano-structures périodiques pour générer des modes acoustiques localisés [51]. On peut également citer les travaux de *T. Sun and al.* [52] qui présentent une étude de génération d'ondes ultra-sonores dans un multicouche composé de couches transparentes et absorbantes.

Cette partie traite de la modélisation de la génération opto-acoustique dans un multicouche en utilisant le formalisme des matrices de transfert. Ce formalisme est beaucoup utilisé dans la communauté scientifique pour prédire l'évolution d'ondes optiques, acoustiques ou de la température dans une couche ou un multicouche. La matrice contient les informations physiques et géométriques de chacune des couches traversées et dans le cas où l'on ne considère que les ondes longitudinales, elle a l'avantage d'être une matrice carrée. La mise en œuvre du formalisme des matrices de transfert pour modéliser la propagation acoustique avec sources internes est en revanche moins courante [51, 53].

Dans ce chapitre, la génération opto-acoustique est modélisée pour un multicouche constitué de $N - 1$ couches semi-transparentes déposées sur un substrat transparent

(milieu 0), et chargé d'une couche absorbante et opaque (couche N) et d'un milieu semi-infini (milieu $N + 1$) représentatif d'un échantillon comme illustré sur la figure 2.1.

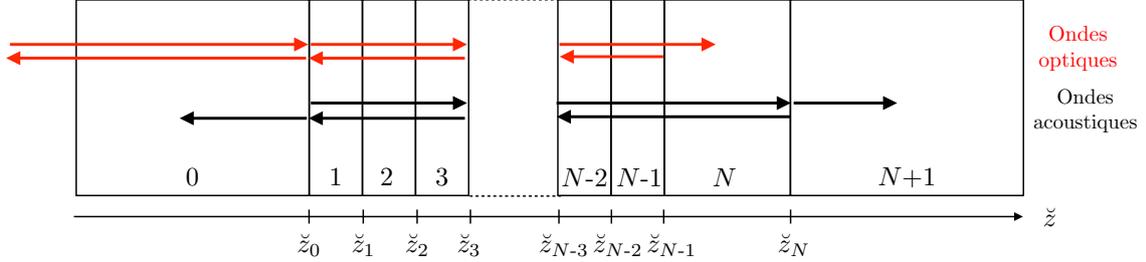


FIGURE 2.1 – Multicouche constitué de $N - 1$ couches semi-transparentes déposées sur un substrat transparent (indiqué 0) et chargé d'une couche absorbante et opaque (couche N) et d'un milieu semi-infini (indiqué $N + 1$). Les flèches rouges représentent le faisceau lumineux, et les flèches noires les ondes acoustiques engendrées par l'absorption de l'onde optique.

Pour le faisceau pompe (indiqué p), chaque couche i ($i \in [0, N]$) est caractérisée par un vecteur d'onde optique selon \vec{z} de norme $q_{i,p}$, un indice de réfraction optique $n_{i,p}$ et une épaisseur $d_i = \check{z}_i - \check{z}_{i-1}$, où \check{z}_i et \check{z}_{i-1} sont les positions respectives des interfaces entre les couches i et $i + 1$ et entre les couches $i - 1$ et i . Les épaisseurs des couches semi-transparentes d_i ($i \in [1, N - 1]$) sont inférieures à la longueur de pénétration optique $\xi_{i,p}$. Un faisceau lumineux traverse les $N - 1$ couches jusqu'à la couche N dans laquelle il est totalement absorbé puisque $d_N \gg \xi_N$ comme illustré par les flèches rouges de la figure 2.1. Suite à l'absorption de l'onde optique dans chacune des couches absorbantes traversées, la température des couches s'élève suivant le profil de la densité d'énergie électromagnétique. Les couches se dilatent et par effet thermo-élastique génèrent des ondes acoustiques qui se propagent dans la structure comme illustré par les flèches noires sur la figure 2.1. Le substrat (indiqué 0) et le milieu semi-infini (indiqué $N + 1$) sont semi-infinis acoustiquement. Chaque couche est caractérisée mécaniquement par l'impédance acoustique $Z_i = \rho_i v_{L,i}$, la vitesse de propagation de l'onde mécanique $v_{L,i}$ et la constante de raideur C_i .

L'épaisseur totale du multicouche est considérée inférieure à la distance de champ proche optique et acoustique. Ainsi, la diffraction est négligeable et les ondes optiques

et acoustiques sont des ondes planes harmoniques de pulsation ω .

Dans un premier temps, nous modélisons la propagation d'un faisceau lumineux dans un multicouche. Dans un second temps, nous présenterons la génération opto-acoustique en commençant par le calcul de la densité d'énergie électromagnétique qui prend en compte les réflexions des ondes optiques aux interfaces. Puis, nous traiterons le calcul du champ de température sans diffusion thermique. Enfin, nous calculerons le champ de déplacement créé par l'élévation de température et qui se propage dans la structure.

Sommaire

2.1	L'onde optique dans un multicouche	84
2.1.1	La réflexion et la transmission d'ondes électromagnétiques à une interface	84
2.1.2	Les transmission et réflexion optiques à travers une couche . . .	86
2.1.3	La propagation d'une onde optique dans un multicouche	90
2.1.4	Les solutions homogènes aux extrémités	90
2.1.5	Conclusion	91
2.2	La génération opto-acoustique dans un multicouche	93
2.2.1	La densité d'énergie électromagnétique	93
2.2.2	Le champ de température	96
2.2.3	L'onde acoustique	97
2.2.4	Conclusion	103
2.3	Conclusion du chapitre	105

2.1 L'onde optique dans un multicouche

Dans cette partie un modèle général est présenté pour décrire la propagation d'un faisceau optique dans un multicouche. Il est valable pour les faisceaux pompe et sonde. Les paramètres optiques ne sont donc pas différenciés par les indices p et s .

2.1.1 La réflexion et la transmission d'ondes électromagnétiques à une interface

Dans un milieu non chargé électriquement, l'onde plane électromagnétique en polarisation rectiligne¹ est un trièdre orthogonal direct composé, dans une base vectorielle orthonormée $\mathcal{B} = (\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$:

- d'un vecteur d'onde $\vec{q}_i = n_i \vec{q}_v$ qui détermine la direction de propagation de l'onde plane sinusoïdale dans la couche i d'indice de réfraction n_i où \vec{q}_v est le vecteur d'onde dans le vide ;

- d'un vecteur champ électrique \vec{E} orthogonal au vecteur d'onde ;

- et d'un vecteur champ magnétique \vec{H} relié au champ électrique par l'équation de Maxwell :

$$\frac{1}{\mu}(\nabla \wedge \vec{E}) = -\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (2.1)$$

où μ est la perméabilité magnétique.

Lorsqu'elle rencontre une interface plane séparant deux milieux indicés 1 et 2, l'onde électromagnétique en incidence normale qui se propage dans le plan d'incidence ($x0z$) se réfléchit partiellement. Comme illustré sur la figure 2.2 qui représente les composantes du champ électrique et les vecteurs d'onde présents des deux côtés de l'interface, les composantes du champ électrique \vec{E}_i peuvent être dans le plan suivant \vec{e}_x (polarisation p) ou perpendiculaire au plan suivant \vec{e}_y (polarisation s).

Ainsi, dans le milieu 1 se propagent une onde incidente et une onde réfléchie de vecteurs d'onde et champs électriques respectifs, \vec{q}_i et \vec{q}_{r1} , \vec{E}_i et \vec{E}_{r1} :

$$\vec{E}_i^p = -E_i^p e^{-jq_i z} \vec{e}_x, \quad \vec{E}_i^s = E_i^s e^{-jq_i z} \vec{e}_y, \quad (2.2)$$

1. La polarisation de l'onde est la figure décrite par l'extrémité du vecteur champ électrique au cours du temps dans un plan d'onde. Pour une onde plane homogène, l'amplitude est constante dans le plan d'onde.

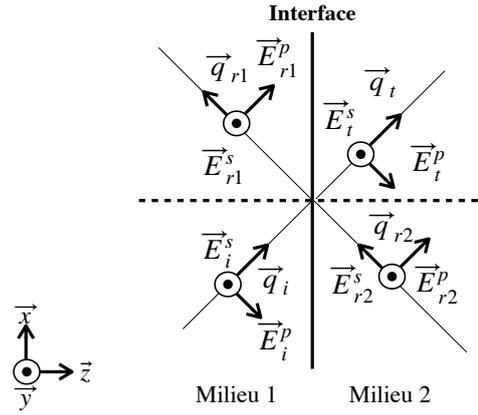


FIGURE 2.2 – Champs électriques de part et d'autre de l'interface entre deux milieux 1 et 2. Dans le milieu 1, se propagent une onde incidente et une onde réfléchie, \vec{E}_i et \vec{E}_{r1} , de vecteurs d'onde \vec{q}_i et \vec{q}_r . Dans le milieu 2, il y a une onde transmise \vec{E}_t à travers l'interface et une onde rétrograde issue d'une réflexion sur une autre interface \vec{E}_{r2} , de vecteurs d'onde respectifs \vec{q}_t et \vec{q}_{r2} . Les composantes du champ électrique sont dans le plan (indicées p) et perpendiculaires au plan (indicées s). Par soucis de représentation, les ondes arrivent sur l'interface avec un angle d'incidence.

$$\vec{E}_{r1}^p = E_{r1}^p e^{jq_{r1}z} \vec{e}_x, \quad \vec{E}_{r1}^s = E_{r1}^s e^{jq_{r1}z} \vec{e}_y. \quad (2.3)$$

L'onde est transmise dans le milieu 2 où se propage également une onde rétrograde issue d'une réflexion sur une autre interface. Les vecteurs d'onde et champs électriques dans le milieu 2 sont notés respectivement \vec{q}_t et \vec{q}_{r2} , \vec{E}_t et \vec{E}_{r2} :

$$\vec{E}_t^p = -E_t^p e^{-jq_t z} \vec{e}_x, \quad \vec{E}_t^s = E_t^s e^{-jq_t z} \vec{e}_y, \quad (2.4)$$

$$\vec{E}_{r2}^p = E_{r2}^p e^{jq_{r2}z} \vec{e}_x, \quad \vec{E}_{r2}^s = E_{r2}^s e^{jq_{r2}z} \vec{e}_y. \quad (2.5)$$

Les composantes tangentielles des champs électriques et magnétiques selon \vec{e}_x et \vec{e}_y sont continues à l'interface en $z = 0$. Dans le plan de propagation et en incidence normale, on obtient alors les relations de passage pour le champ électrique :

- selon \vec{e}_x :

$$E_{r1}^p - E_i^p = E_{r2}^p - E_t^p; \quad (2.6)$$

- selon \vec{e}_y :

$$E_i^s + E_{r1}^s = E_t^s + E_{r2}^s; \quad (2.7)$$

et pour le champ magnétique :

- selon \vec{e}_x :

$$n_1(E_{r1}^s - E_i^s) = n_2(E_{r2}^s - E_t^s); \quad (2.8)$$

- selon \vec{e}_y :

$$n_1(E_i^p + E_{r1}^p) = n_2(E_t^p + E_{r2}^p). \quad (2.9)$$

Pour les polarisations dans le plan, on a alors un système de deux équations qui relie les amplitudes du champ électrique dans les deux milieux. L'expression de E_i^p et E_{r1}^p en fonction de E_t^p et E_{r2}^p donne les coefficients de réflexion r_p et de transmission t_p en amplitude pour la polarisation p :

$$r_p = \frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2}, \quad t_p = \frac{2n_2}{n_1 + n_2}. \quad (2.10)$$

Avec la même démarche, on obtient les coefficients de réflexion r_s et de transmission t_s pour la polarisation s :

$$r_s = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}, \quad t_s = \frac{2n_2}{n_1 + n_2}. \quad (2.11)$$

On remarque que le coefficient de transmission en amplitude à l'interface ne dépend pas de la polarisation $t_s = t_p$, mais que les coefficients de réflexion en amplitude pour les deux polarisations sont opposés $r_s = -r_p$. En revanche, ce n'est pas le cas pour les coefficients de réflexion en intensité puisqu'ils sont égaux au carré du module du coefficient de réflexion $R = |r_s|^2 = |-r_p|^2 = |r_p|^2$.

2.1.2 Les transmission et réflexion optiques à travers une couche

Considérons la propagation d'une onde électromagnétique à travers une couche d'indice i entourée de deux couches d'indice $i - 1$ et $i + 1$, comme illustré sur la figure 2.3. Elles sont semi-absorbantes optiquement, homogènes et non chargées électriquement. L'onde électromagnétique étudiée dans la structure multicouche se propage selon la direction \vec{e}_z et le champ électrique est de polarisation s . L'onde incidente est orthogonale aux interfaces et la diffraction est négligée. La coordonnée spatiale \check{z}_i est relative à la structure globale. L'origine des phases est située en \check{z}_{i-1} . La coordonnée z_i est propre à chaque couche et $z_i \in [\check{z}_{i-1} - \check{z}_{i-1}, \check{z}_i - \check{z}_{i-1}]$, soit $z_i \in [0, d_i]$.

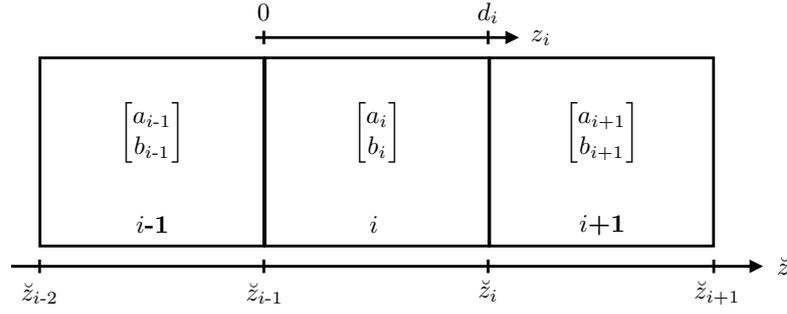


FIGURE 2.3 – Couches semi-absorbantes d'indices $i - 1$, i et $i + 1$. a_i et b_i sont les amplitudes des champs électriques progressif et rétrograde dans la couche i à l'interface \check{z}_{i-1} . \check{z} est la coordonnée relative à la structure globale. z est la coordonnée propre à chacune des couches.

Dans un premier temps, on cherche à relier le champ électrique de la couche $i - 1$ avec le champ électrique de la couche $i + 1$. Dans la couche i , le champ électrique E_i a pour nombre d'onde $q_i = n_i q$ et s'écrit :

$$E_i(z) = a_i e^{-j q_i z} + b_i e^{j q_i z}, \quad (2.12)$$

avec a_i et b_i les amplitudes des champs progressif et rétrograde.

L'onde électromagnétique arrive de la couche $i - 1$, pénètre dans la couche i , la traverse puis est transmise dans la couche $i + 1$. La figure 2.3 représente les trois couches $i - 1$, i et $i + 1$. Les composantes des champs électriques et magnétiques selon \vec{e}_x et \vec{e}_y sont continues à l'interface située en \check{z}_{i-1} :

$$\begin{cases} E_{i-1}(\check{z}_{i-1})\vec{e}_y = E_i(\check{z}_{i-1})\vec{e}_y, \\ H_{i-1}(\check{z}_{i-1})\vec{e}_x = H_i(\check{z}_{i-1})\vec{e}_x. \end{cases} \quad (2.13)$$

En exprimant le champ électrique dans la couche i en \check{z}_{i-1} en fonction du champ dans la couche $i - 1$ en \check{z}_{i-1} , on obtient le système suivant :

$$\begin{cases} a_i e^{-j q_i \check{z}_{i-1}} = \frac{1}{t_{i,i-1}} a_{i-1} e^{-j q_{i-1} \check{z}_{i-1}} + \frac{r_{i,i-1}}{t_{i,i-1}} b_{i-1} e^{j q_{i-1} \check{z}_{i-1}}, \\ b_i e^{j q_i \check{z}_{i-1}} = \frac{r_{i,i-1}}{t_{i,i-1}} a_{i-1} e^{-j q_{i-1} \check{z}_{i-1}} + \frac{1}{t_{i,i-1}} b_{i-1} e^{j q_{i-1} \check{z}_{i-1}}. \end{cases} \quad (2.14)$$

avec $r_{i,i-1}$ et $t_{i,i-1}$, les coefficients de réflexion et de transmission optiques à l'interface en \check{z}_{i-1} :

$$r_{i,i-1} = \frac{n_i - n_{i-1}}{n_i + n_{i-1}}, \quad t_{i,i-1} = \frac{2n_i}{n_i + n_{i-1}}. \quad (2.15)$$

Ensuite, pour obtenir le champ en \check{z}_i , les amplitudes en \check{z}_{i-1} sont propagées dans la couche i d'épaisseur d_i :

$$\begin{cases} a_i e^{-jq_i \check{z}_i} = a_i e^{-jq_i \check{z}_{i-1}} e^{-jq_i d_i}, \\ b_i e^{jq_i \check{z}_i} = b_i e^{jq_i \check{z}_{i-1}} e^{jq_i d_i}. \end{cases} \quad (2.16)$$

En remplaçant, $a_i e^{-jq_i \check{z}_{i-1}}$ et $b_i e^{jq_i \check{z}_{i-1}}$ par leur expression donnée par (2.14), on obtient :

$$\begin{cases} a_i e^{-jq_i \check{z}_i} = \frac{1}{t_{i,i-1}} a_{i-1} e^{-jq_{i-1} \check{z}_{i-1}} e^{-jq_i d_i} + \frac{r_{i,i-1}}{t_{i,i-1}} b_{i-1} e^{jq_{i-1} \check{z}_{i-1}} e^{-jq_i d_i}, \\ b_i e^{jq_i \check{z}_i} = \frac{r_{i,i-1}}{t_{i,i-1}} a_{i-1} e^{-jq_{i-1} \check{z}_{i-1}} e^{jq_i d_i} + \frac{1}{t_{i,i-1}} b_{i-1} e^{jq_{i-1} \check{z}_{i-1}} e^{jq_i d_i}. \end{cases} \quad (2.17)$$

Comme précédemment, les amplitudes a_{i+1} et b_{i+1} , en \check{z}_i , sont reliées aux amplitudes a_i et b_i en \check{z}_i à l'aide de la relation de continuité :

$$\begin{cases} E_i(\check{z}_i) \vec{e}_y = E_{i+1}(\check{z}_i) \vec{e}_y, \\ H_i(\check{z}_i) \vec{e}_x = H_{i+1}(\check{z}_i) \vec{e}_x. \end{cases} \quad (2.18)$$

On obtient le système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} a_{i+1} e^{-jq_{i+1} \check{z}_i} \\ b_{i+1} e^{jq_{i+1} \check{z}_i} \end{bmatrix} = \frac{1}{t_{i,i-1} t_{i+1,i}} \begin{bmatrix} 1 & r_{i+1,i} \\ r_{i+1,i} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-jq_i d_i} & 0 \\ 0 & e^{jq_i d_i} \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

$$\begin{bmatrix} 1 & r_{i,i-1} \\ r_{i,i-1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{i-1} e^{-jq_{i-1} \check{z}_{i-1}} \\ b_{i-1} e^{jq_{i-1} \check{z}_{i-1}} \end{bmatrix}.$$

Deux types de matrice permettent de relier les deux amplitudes des champs aux interfaces. La matrice *de passage*, issue de la continuité des champs qui pour l'interface $i-1/i$ prend la forme :

$$\mathcal{P}_{i-1,i} = \frac{1}{t_{i,i-1}} \begin{bmatrix} 1 & r_{i,i-1} \\ r_{i,i-1} & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.20)$$

Elle traduit le passage du champ à travers l'interface située en \check{z}_{i-1} et dépend des coefficients de réflexion et de transmission à l'interface et donc, des indices optiques des matériaux.

La matrice *de propagation* :

$$\mathcal{V}_{i-1,i+1} = \begin{bmatrix} e^{-jq_i d_i} & 0 \\ 0 & e^{jq_i d_i} \end{bmatrix} \quad (2.21)$$

traduit le déphasage que subit le champ se propageant d'une interface à l'autre dans l'épaisseur de la couche d_i . La matrice dépend des propriétés physiques des matériaux, de la géométrie de la couche et de la longueur d'onde du faisceau optique.

Le produit des matrices de passage et de propagation, qui relie les amplitudes du champ électrique des couches $i - 1$ et $i + 1$, peut se mettre sous la forme d'une matrice $\mathbf{M}^{i-1,i+1}$ appelée *matrice de transfert* de la couche i :

$$\mathbf{M}^{i-1,i+1} = \frac{1}{t_{i,i-1}t_{i+1,i}} \begin{bmatrix} 1 & r_{i+1,i} \\ r_{i+1,i} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-jq_i d_i} & 0 \\ 0 & e^{jq_i d_i} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & r_{i,i-1} \\ r_{i,i-1} & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.22)$$

Ainsi, la matrice de transfert est une matrice carrée de dimension (2,2) qui prend en compte la géométrie, les propriétés physiques des couches traversées et la longueur d'onde du faisceau optique.

Ce qui permet de condenser le système matriciel (2.19) :

$$\begin{bmatrix} a_{i+1}e^{-jq_{i+1}\check{z}_i} \\ b_{i+1}e^{jq_{i+1}\check{z}_i} \end{bmatrix} = \mathbf{M}^{i-1,i+1} \begin{bmatrix} a_{i-1}e^{-jq_{i-1}\check{z}_{i-1}} \\ b_{i-1}e^{jq_{i-1}\check{z}_{i-1}} \end{bmatrix}, \quad (2.23)$$

où :

$$\mathbf{M}^{i-1,i+1} = \mathcal{P}_{i,i+1}\mathcal{V}_{i-1,i+1}\mathcal{P}_{i-1,i}. \quad (2.24)$$

Le terme de phase des amplitudes du champ dans la couche $i + 1$ en \check{z}_i vaut 1 quand on passe aux coordonnées propres à la couche $i + 1$, z_{i+1} . Le déphasage dû à la propagation dans la couche est contenu dans la matrice $\mathbf{M}^{i-1,i+1}$. On a alors :

$$\begin{bmatrix} a_{i+1} \\ b_{i+1} \end{bmatrix} = \mathbf{M}^{i-1,i+1} \begin{bmatrix} a_{i-1} \\ b_{i-1} \end{bmatrix}. \quad (2.25)$$

Ce formalisme compact est valable quelque soit le nombre de couches traversées par le faisceau optique. Dans la suite, on étend le formalisme à N couches.

2.1.3 La propagation d'une onde optique dans un multicouche

Si l'on généralise la relation (2.22), la matrice de transfert de l'ensemble des couches qui permet d'exprimer les amplitudes du champ électrique dans la couche $i + 1$ en fonction de celles de la couche 0, s'écrit :

$$\mathbf{M}^{0,i+1} = \prod_{p=2}^{i+1} \mathcal{P}_{p-1,p} \mathcal{V}_{p-2,p-1} \mathcal{P}_{0,1}. \quad (2.26)$$

On a donc :

$$\begin{bmatrix} a_{i+1} \\ b_{i+1} \end{bmatrix} = \mathbf{M}^{0,i+1} \begin{bmatrix} a_0 \\ b_0 \end{bmatrix}. \quad (2.27)$$

En connaissant les propriétés optiques des couches et leurs épaisseurs, il est ainsi possible de déterminer l'amplitude des parties progressives et rétrogrades du champ électrique dans chaque couche à partir du champ incident d'amplitudes a_0 et b_0 . Or, la seule amplitude connue au préalable est celle du champ électrique progressif a_0 . Une étape de calcul supplémentaire est alors nécessaire pour déterminer l'amplitude du champ électrique rétrograde b_0 [51].

2.1.4 Les solutions homogènes aux extrémités

D'après l'expression (2.27), il faut déterminer b_0 pour calculer les amplitudes du champ dans chacune des couches. Pour cela, les amplitudes a_0 et b_0 sont reliées aux amplitudes a_N et b_N . En effet, l'épaisseur de la couche N étant plus grande que la longueur de pénétration optique ξ_N , l'onde électromagnétique y est entièrement absorbée.

L'amplitude du champ électrique rétrograde b_N est donc nulle. En écrivant la relation entre les amplitudes du champ électrique dans la couche N et dans la couche 0, on a avec

$$\mathbf{M}^{N,0} = \begin{bmatrix} \mathcal{M}_{11}^{N,0} & \mathcal{M}_{12}^{N,0} \\ \mathcal{M}_{21}^{N,0} & \mathcal{M}_{22}^{N,0} \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

un système de deux équations à deux inconnues :

$$\begin{bmatrix} a_0 \\ b_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathcal{M}_{11}^{N,0} & \mathcal{M}_{12}^{N,0} \\ \mathcal{M}_{21}^{N,0} & \mathcal{M}_{22}^{N,0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_N \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (2.29)$$

Les deux amplitudes inconnues b_0 et a_N s'expriment donc en fonction des composantes de la matrice de transfert :

$$b_0 = \frac{\mathcal{M}_{21}^{N,0}}{\mathcal{M}_{11}^{N,0}} a_0, \quad a_N = \frac{1}{\mathcal{M}_{11}^{N,0}} a_0. \quad (2.30)$$

De plus, l'amplitude b_0 est l'amplitude de l'onde optique incidente réfléchiée sur l'interface en \tilde{z}_0 . Le coefficient de réflexion de la structure est ainsi donné par la relation :

$$r_{0,N}^c = \frac{b_0}{a_0} = \frac{\mathcal{M}_{21}^{N,0}}{\mathcal{M}_{11}^{N,0}}. \quad (2.31)$$

Comme nous le verrons dans la suite, ce coefficient de réflexion est modifié par la présence d'ondes acoustiques dans la structure.

Ainsi, pour obtenir les champs dans les différentes couches, il est nécessaire de scinder le calcul en deux [51]. Il faut d'abord calculer les amplitudes des champs électriques aux extrémités de la structure à partir de la matrice de transfert de l'ensemble du multicouche, pour pouvoir ensuite déterminer les amplitudes à toutes les interfaces.

2.1.5 Conclusion

Le formalisme de matrice de transfert est utilisé pour décrire la propagation du champ électromagnétique dans les $N - 1$ couches semi-transparentes. La transmission à travers les interfaces et la propagation dans les couches sont décrites par les matrices de passage et de propagation. La matrice de passage est reliée aux coefficients de réflexion et de transmission des interfaces. La matrice de propagation est une matrice diagonale modélisant le déphasage que subit le champ optique en passant d'une interface à l'autre. Le produit des matrices de propagation et de transmission est égal à

2.1. L'ONDE OPTIQUE DANS UN MULTICOUCHE

la matrice de transfert optique. Le calcul des amplitudes a_i et b_i du champ dans les couches s'effectue en deux temps. Les amplitudes du champ optique dans les couches extérieures sont déterminées préalablement à partir de la matrice de transfert de la structure pour permettre ensuite le calcul des amplitudes du champ électrique dans chacune des couches de façon itérative.

2.2 La génération opto-acoustique dans un multicouche

Une fois le champ électrique du faisceau pompe obtenu en tout point du multicouche, il est possible de calculer l'effet thermo-élastique induit par l'absorption du champ électromagnétique du faisceau pompe. Pour les matériaux semi-transparentes, l'onde lumineuse atteint l'interface opposée et s'y réfléchit. Dans le cas d'une interface avec un faible coefficient de réflexion, la partie réfléchie est négligée. On a alors la même densité d'énergie électromagnétique que dans la section 1.1.2.1 pour une couche absorbante et opaque. La densité présente un profil décroissant suivant la profondeur. En revanche, pour les interfaces avec un coefficient de réflexion proche de l'unité, la partie réfléchie ne peut pas être négligée. Elle doit alors être prise en compte dans le calcul de la densité d'énergie électromagnétique dans la couche.

Dans un premier temps, nous présentons le calcul de la densité d'énergie dans une couche semi-transparente i d'épaisseur faible devant la longueur de pénétration optique $d_i < \xi_{i,p}$. Ensuite, les champs de température et de déplacement générés seront explicités en utilisant le formalisme des matrices de transfert [51].

La structure multicouche considérée est la même qu'à la section 2.1.2. Le modèle prend en compte la conversion photo-thermique dans les couches semi-transparentes et opaques. La diffusion thermique n'est pas prise en compte. Les ondes générées sont uniquement longitudinales.

2.2.1 La densité d'énergie électromagnétique

L'onde optique pénètre dans le multicouche et se réfléchit aux interfaces des couches. Dans la $i^{\text{ème}}$ couche, la densité d'énergie se calcule de la même façon que pour le cas d'une couche opaque (cf. Annexe A.1.2). La réflexion de l'onde optique sur la face opposée fait cependant apparaître dans l'expression du champ électrique un terme rétrograde d'amplitude $b_i e^{jq_{i,p}z}$. Par conséquent, le vecteur de Poynting $\langle \vec{\Pi} \rangle_t$ prend en compte trois termes supplémentaires issus du produit vectoriel du champ électrique \vec{E}_i

avec le conjugué du champ d'induction magnétique \vec{B}_i^* :

$$\langle \vec{\Pi}_i \rangle_t = \frac{1}{2\mu} \Re \left\{ \frac{n_{i,p}^*}{v_0} (|a_i|^2 e^{-2q_{i,p}''z} - |b_i|^2 e^{2q_{i,p}''z} - a_i b_i^* e^{-2jq_{i,p}'z} + a_i^* b_i e^{2jq_{i,p}'z}) \right\} \vec{e}_z, \quad (2.32)$$

où μ est la perméabilité magnétique du milieu, v_0 est la célérité de l'onde optique dans le vide et, $n_{i,p} = n'_{i,p} - jn''_{i,p}$ et $q_{i,p} = q'_{i,p} - jq''_{i,p}$ sont respectivement l'indice optique et le nombre d'onde optique de la couche i pour le faisceau pompe. a_i et b_i sont respectivement les amplitudes des parties progressive et rétrograde du champ électrique dans la couche i .

D'après l'équation locale de conservation électromagnétique, la densité d'énergie électromagnétique s'écrit [54] :

$$Q_i(z, t) = \frac{n'_{i,p} v_0 \varepsilon_0 \beta_{i,p}}{2} \left[|a_i|^2 e^{-\beta_{i,p}z} + |b_i|^2 e^{\beta_{i,p}z} + 2\Re(a_i b_i^*) \cos(2q'_{i,p}z) + 2\Im(a_i b_i^*) \sin(2q'_{i,p}z) \right] f_t(t), \quad (2.33)$$

où $n'_{i,p}$ est la partie réelle de l'indice optique, ε_0 est la constante diélectrique dans le vide, $\beta_{i,p} = 2q''_{i,p}$ est le coefficient d'absorption dans la couche du faisceau pompe et $f_t(t)$ est le profil temporel de l'impulsion lumineuse. Les détails du calcul sont donnés dans l'annexe B.1.

La densité d'énergie électromagnétique comporte deux termes décroissants, qui dépendent du coefficient d'absorption et des amplitudes a_i et b_i , et qui sont liés aux coefficients de réflexion aux deux frontières de la couche. Dans le cas d'une couche absorbante, le coefficient d'absorption conditionne la limite basse de la bande passante des ondes acoustiques. Pour une longueur de pénétration très grande devant l'épaisseur, la longueur des ondes acoustiques générées est limitée par l'épaisseur de la couche.

La deuxième partie de l'expression de la densité d'énergie $2\Re(a_i b_i^*) \cos(2q'_{i,p}z) + 2\Im(a_i b_i^*) \sin(2q'_{i,p}z)$ est un terme stationnaire. Les oscillations répartissent la densité d'énergie en un réseau de sources de pas $1/(2q'_{i,p})$. Il y a alors génération d'ondes acoustiques dont la longueur d'onde est fixée par le pas du réseau. Les déplacements ainsi créés par le réseau de sources lumineuses ont des amplitudes négligeables devant les déplacements dus au terme décroissant liés spatialement à $\beta_{i,p}$ [54]. En effet, le coefficient de réflexion de l'interface, qui n'est autre

que le rapport des amplitudes a_i/b_i , est faible. L'amplitude des déplacements générés pourrait être maximisée par un grand coefficient de réflexion. Cependant, il est rare de trouver un matériau qui permet d'approcher un coefficient proche de l'unité et ayant une longueur de pénétration très grande devant son épaisseur. Ainsi, la présence de ces générations internes pourra difficilement être mise en évidence expérimentalement. Mais en toute rigueur, cette génération interne existe. Les termes qui correspondent aux oscillations dues au réseau de sources lumineuses sont conservés dans la suite des calculs.

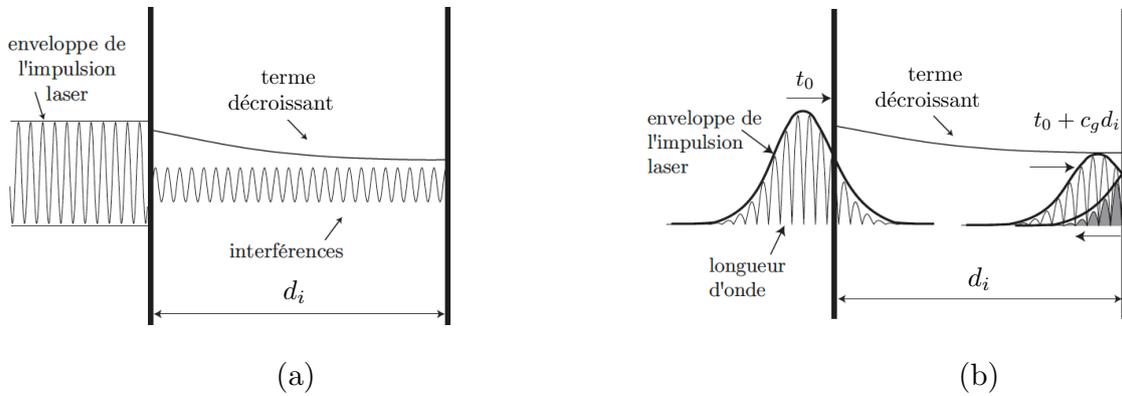


FIGURE 2.4 – a) Densité d'énergie déposée dans l'épaisseur quand $l_c \gg d_i$: l'intensité de l'onde lumineuse qui pénètre dans la couche semi-transparente diminue peu. Un champ quasi-stationnaire s'établit. La densité d'énergie est alors la superposition d'un terme décroissant suivant la profondeur et d'un champ stationnaire ; b) densité d'énergie déposée dans l'épaisseur quand $l_c < d_i$: le profil est la superposition d'un terme décroissant dans la profondeur et d'interférences qui ont lieu près de la surface. L'impulsion laser est représentée quand elle pénètre dans la couche à t_0 et quand elle se réfléchit sur l'interface à $t_0 + v_g d_i$ où v_g est la vitesse de groupe de l'impulsion lumineuse et d_i l'épaisseur [54].

La modélisation du profil temporel $f_t(t)$ dépend du rapport entre l'encombrement spatiale de l'impulsion lumineuse et l'épaisseur de la couche. Si la durée de l'impulsion lumineuse ς est de l'ordre de la centaine de femtosecondes et que la vitesse de l'onde optique dans le milieu v_i est de 10^8 m.s⁻¹, la largeur spatiale de l'impulsion $l_c = \varsigma v_i$ dans la couche est de l'ordre de la dizaine de micromètres. Par conséquent, pour des

couches semi-transparentes d'épaisseur inférieure à l_c , le flux de lumière dans la couche a une valeur qui varie peu lors des allers-retours dans la couche. Il s'établit alors un champ optique quasi-stationnaire comme illustré sur la figure 2.4.a. Le profil spatial de l'énergie déposée est découplé de la dépendance temporelle. Dans le cas d'une épaisseur plus grande que l_c , l'onde optique n'établit pas de champ quasi-stationnaire et se réfléchit sur l'interface en interférant avec la partie de l'impulsion incidente comme représenté sur la figure 2.4.b.

Ici, nous considérons que la largeur spatiale de l'impulsion est grande devant l'épaisseur des couches $l_c \gg d_i$. Le profil temporel de la densité d'énergie est modélisé par une distribution de Dirac $\delta(t)$.

2.2.2 Le champ de température

L'absorption partielle de l'onde électromagnétique entraîne une élévation de température à l'intérieur et aux interfaces des couches. La densité d'énergie déposée agit comme source du champ de température dans la couche. Dans cette section, nous présentons le calcul du champ de température généré dans les différentes couches.

Les couches sont caractérisées thermiquement par leur conduction thermique κ_i , leur chaleur spécifique $C_{p,i}$, et leur coefficient de diffusion thermique $\Gamma_i = \sqrt{\frac{j\omega}{\chi_i}}$ avec $\chi_i = \kappa_i/\rho_i C_{p,i}$. Un faisceau électromagnétique qui pénètre dans la couche 1 en $z = 0$ traverse les $N - 1$ couches, d'épaisseurs inférieures à $\xi_{i,p}$, jusqu'à la couche N ($d_N \gg \xi_{N,p}$) dans laquelle le faisceau est totalement absorbé.

Le phénomène de diffusion thermique étant lent par rapport à nos échelles temporelles d'étude, nous nous permettons de le négliger. L'équation de la chaleur dans la couche i s'écrit :

$$\frac{\partial T_i(z, t)}{\partial t} = \frac{Q_i(z, t)}{\rho_i C_{p,i}}, \quad (2.34)$$

où $Q_i(z, t)$ est la densité d'énergie électromagnétique dans la couche i et ρ_i est la masse volumique.

La couche i a une épaisseur d_i inférieure à la longueur de pénétration optique $\xi_{i,p}$. La densité d'énergie électromagnétique Q_i tient compte des réflexions multiples aux interfaces et est de la forme de l'expression (2.33) calculée dans la section 2.2.1.

Le champ de température dans la couche i s'écrit donc :

$$T_i(z, t) = \frac{1}{\rho_i C_{p,i}} \Delta_i \left[|a_i|^2 e^{-\beta_{i,p} z} + |b_i|^2 e^{\beta_{i,p} z} + 2\Re(a_i b_i^*) \cos(2q'_{i,p} z) + 2\Im(a_i b_i^*) \sin(2q'_{i,p} z) \right] H(t), \quad (2.35)$$

avec $\Delta_i = n'_{i,p} v_0 \varepsilon_0 \beta_{i,p} / 2$ et $H(t)$ la distribution de Heaviside définie par :

$$\forall t \in \mathbb{R}, \quad H(t) = \begin{cases} 0 & \text{si } t < 0 \\ 1 & \text{si } t \geq 0 \end{cases}. \quad (2.36)$$

La température est proportionnelle à la densité d'énergie de la couche i . Elle décroît en fonction de la profondeur et contient des termes de sources internes comme expliqué dans la section 2.2.1. Ainsi, en absence de diffusion thermique la température s'élève uniquement dans les couches absorbantes. Un calcul analytique du champ de température avec diffusion thermique a été effectué au cours de cette thèse et est détaillé dans l'annexe B.2. Il n'est cependant pas mis en œuvre dans la suite.

2.2.3 L'onde acoustique

2.2.3.1 Le calcul du champ de déplacement

Pour la couche semi-transparente i , le gradient de contrainte thermique induit par l'élévation de température agit comme terme source de l'équation de propagation qui s'écrit dans le domaine de Fourier en ω :

$$\frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial z^2}(z, \omega) + k_i^2 \tilde{u}_i(z, \omega) = \alpha_i \frac{\partial \tilde{T}_i}{\partial z}(z, \omega), \quad (2.37)$$

où α_i est le coefficient de dilatation thermique, k_i le nombre d'onde acoustique dans une couche i et $\tilde{T}_i(z, \omega)$ la température dans la couche i . En résolvant l'équation (B.42), on obtient la forme générale du déplacement :

$$\tilde{u}_i(z, \omega) = \underbrace{\tilde{U}_i^{h-} e^{-jk_i z} + \tilde{U}_i^{h+} e^{jk_i z}}_{\text{solution homogène}} + \underbrace{\left[\tilde{U}_i^{\beta-} e^{-\beta_{i,p} z} + \tilde{U}_i^{\beta+} e^{\beta_{i,p} z} + \tilde{U}_i^c \cos(2q'_{i,p} z) + \tilde{U}_i^s \sin(2q'_{i,p} z) \right]}_{\text{solution particulière}} \tilde{H}(\omega), \quad (2.38)$$

où $\tilde{H}(\omega)$ est la transformée de Fourier de la distribution Heaviside :

$$\tilde{H}(\omega) = \frac{\delta(\omega)}{2} - \frac{j}{\omega}. \quad (2.39)$$

Le déplacement est la somme d'une solution homogène et d'une solution particulière. Les amplitudes $\tilde{U}_i^{\beta-}$, $\tilde{U}_i^{\beta+}$, \tilde{U}_i^c et \tilde{U}_i^s de la solution particulière sont facilement déterminées en injectant cette dernière dans l'équation de propagation :

$$\tilde{U}_i^{\beta-} = \frac{-\alpha_i \beta_{i,p} |a_i|^2 \varphi_i}{\beta_i^2 + k_i^2}, \quad \tilde{U}_i^{\beta+} = \frac{\alpha_i \beta_{i,p} |b_i|^2 \varphi_i}{\beta_{i,p}^2 + k_i^2}, \quad (2.40a)$$

$$\tilde{U}_i^c = \frac{4q'_{i,p} \alpha_i \Im\{a_i b_i^*\} \varphi_i}{-4q'_{i,p}{}^2 + k_i^2}, \quad \tilde{U}_i^s = \frac{-4q'_{i,p} \alpha_i \Re\{a_i b_i^*\} \varphi_i}{-4q'_{i,p}{}^2 + k_i^2}, \quad (2.40b)$$

avec :

$$\varphi_i = \frac{\Delta_i}{\rho_i C_{p,i}} = \frac{n'_{i,p} v_0 \varepsilon_0 \beta_{i,p}}{2\mu_{r,i} \rho_i C_{p,i}}. \quad (2.41)$$

Les amplitudes $\tilde{U}_i^{\beta-}$ et $\tilde{U}_i^{\beta+}$ de la solution particulière de l'équation de propagation dépendent des amplitudes du champ électrique a_i et b_i à l'interface \tilde{z}_{i-1} déterminées précédemment. L'expression des amplitudes \tilde{U}_i^c et \tilde{U}_i^s met en évidence des pôles quand $\lambda_{i,ac} = \lambda_{i,p}/2$. On retrouve ainsi la relation entre le pas du réseau des sources internes $1/(2q'_{i,p})$ et la longueur des ondes acoustiques générées. Dans la suite, la solution particulière de l'équation de propagation dans la couche i est notée $\mathcal{S}_{p,i}^D(z, \omega)$, d'où :

$$\tilde{u}_i(z, \omega) = \tilde{U}_i^{h-} e^{-jk_i z} + \tilde{U}_i^{h+} e^{jk_i z} + \mathcal{S}_{p,i}^D(z, \omega). \quad (2.42)$$

avec :

$$\mathcal{S}_{p,i}^D(z, \omega) = \left[\tilde{U}_i^{\beta-} e^{-\beta_{i,p} z} + \tilde{U}_i^{\beta+} e^{\beta_{i,p} z} + \tilde{U}_i^c \cos(2q'_{i,p} z) + \tilde{U}_i^s \sin(2q'_{i,p} z) \right] \tilde{H}(\omega). \quad (2.43)$$

2.2.3.2 La solution homogène dans la couche $i + 1$

La solution particulière de l'équation de propagation (B.42) étant connue, il ne reste plus qu'à déterminer les amplitudes \tilde{U}_i^{h-} et \tilde{U}_i^{h+} de la solution homogène en utilisant le formalisme des matrices de transfert. De la même façon qu'à la section 2.1.2, les amplitudes des solutions homogènes du déplacement dans la couche $i + 1$ sont reliées à celles dans la couche $i - 1$ (\tilde{U}_{i-1}^{h-} et \tilde{U}_{i-1}^{h+}). La figure 2.5 représente les couches $i - 1$, i et $i + 1$ ainsi que les amplitudes des solutions homogènes dans chacune des couches. De part et d'autre de la couche i , les déplacements \tilde{u}_i et les contraintes $\tilde{\sigma}_i$ répondent à

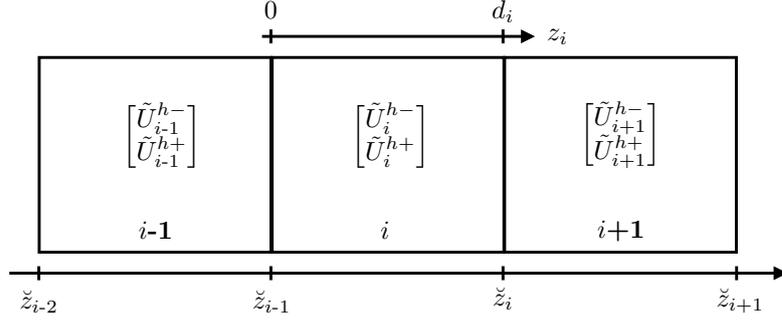


FIGURE 2.5 – Couches semi-absorbantes d’indices $i-1$, i et $i+1$. \tilde{U}_i^{h-} et \tilde{U}_i^{h+} sont les amplitudes des solutions homogènes progressive et rétrograde de l’équation de propagation dans la couche i à l’interface \tilde{z}_{i-1} . \tilde{z} est la coordonnée relative à la structure globale. z est la coordonnée propre à chacune des couches : $z_i \in [\tilde{z}_{i-1} - \tilde{z}_{i-1}, \tilde{z}_i - \tilde{z}_{i-1}] \Leftrightarrow z_i \in [0, d_i]$.

la condition aux limites de continuité à l’interface :

$$\begin{cases} \tilde{u}_{i-1}(\tilde{z}_{i-1}) = \tilde{u}_i(\tilde{z}_{i-1}), & \begin{cases} \tilde{u}_i(\tilde{z}_i) = \tilde{u}_{i+1}(\tilde{z}_i), \\ \tilde{\sigma}_i(\tilde{z}_i) = \tilde{\sigma}_{i+1}(\tilde{z}_i). \end{cases} \\ \tilde{\sigma}_{i-1}(\tilde{z}_{i-1}) = \tilde{\sigma}_i(\tilde{z}_{i-1}). \end{cases} \quad (2.44)$$

Pour passer d’une interface à une autre, le déplacement se propage également à travers la couche i d’épaisseur $d_i = \tilde{z}_i - \tilde{z}_{i-1}$. Avec le même modèle de calcul que pour l’onde électromagnétique, on peut mettre l’expression des amplitudes dans la couche $i+1$ sous la forme matricielle suivante (cf. annexe B.4) :

$$\begin{bmatrix} \tilde{U}_{i+1}^{h-} \\ \tilde{U}_{i+1}^{h+} \end{bmatrix} = \mathcal{P}_{i,i+1}^D \mathcal{V}_{i-1,i+1}^D \mathcal{P}_{i-1,i}^D \begin{bmatrix} \tilde{U}_{i-1}^{h-} \\ \tilde{U}_{i-1}^{h+} \end{bmatrix} + \mathcal{P}_{i,i+1}^D \mathcal{V}_{i-1,i+1}^D (\Pi_{i-1,i}(\tilde{z}_{i-1}) + \Upsilon_{i-1,i}(\tilde{z}_{i-1})) + \Pi_{i,i+1}(\tilde{z}_i) + \Upsilon_{i,i+1}(\tilde{z}_i) \quad (2.45)$$

De la même façon que pour le champ électromagnétique, on distingue deux types de matrices qui permettent de relier les amplitudes des solutions homogènes. Une matrice de passage, notée $\mathcal{P}_{i,i+1}^D$, fait passer le champ homogène de la couche i à la couche $i+1$:

$$\mathcal{P}_{i,i+1}^D = \frac{1}{t_{i+1,i}^D} \begin{bmatrix} 1 & r_{i+1,i}^D \\ r_{i+1,i}^D & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.46)$$

avec les coefficients de réflexion et de transmission acoustiques :

$$r_{i+1,i}^D = \frac{Z_{i+1} - Z_i}{Z_{i+1} + Z_i}, \quad t_{i+1,i}^D = \frac{2Z_{i+1}}{Z_{i+1} + Z_i}. \quad (2.47)$$

Une matrice de propagation, \mathcal{V}_i^D traduit le déphasage de l'onde lorsqu'elle traverse la couche d'épaisseur d_i :

$$\mathcal{V}_i^D = \begin{bmatrix} e^{-jk_i d_i} & 0 \\ 0 & e^{jk_i d_i} \end{bmatrix}. \quad (2.48)$$

Un deuxième terme qui ne dépend pas des amplitudes \tilde{U}_{i-1}^{h-} et \tilde{U}_{i-1}^{h+} apparaît dans le calcul matriciel de l'équation (B.55). Il est issu de la solution particulière et du terme source thermique. Il est composé de deux matrices $\Pi_{i,i+1}$ et $\Upsilon_{i,i+1}$ de dimension (2,1).

$\Pi_{i,i+1}$ contient les solutions particulières et leurs dérivées par rapport à z :

$$\begin{aligned} \Pi_{i,i+1}(\check{z}_i) = \frac{1}{2} \left(\begin{bmatrix} \mathcal{S}_{p,i}^D(\check{z}_i - \check{z}_{i-1}, \omega) - \mathcal{S}_{p,i+1}^D(\check{z}_i - \check{z}_i, \omega) \\ \mathcal{S}_{p,i}^D(\check{z}_i - \check{z}_{i-1}, \omega) - \mathcal{S}_{p,i+1}^D(\check{z}_i - \check{z}_i, \omega) \end{bmatrix} \right. \\ \left. + \frac{j}{Z_{i+1}\omega} \begin{bmatrix} C_i \mathcal{S}_{p,i}^{D'}(\check{z}_i - \check{z}_{i-1}, \omega) - C_{i+1} \mathcal{S}_{p,i+1}^{D'}(\check{z}_i - \check{z}_i, \omega) \\ -C_i \mathcal{S}_{p,i}^{D'}(\check{z}_i - \check{z}_{i-1}, \omega) + C_{i+1} \mathcal{S}_{p,i+1}^{D'}(\check{z}_i - \check{z}_i, \omega) \end{bmatrix} \right). \quad (2.49) \end{aligned}$$

La première partie de ce vecteur est la différence des solutions particulières de l'équation de propagation dans la couche i et de la couche $i+1$ en \check{z}_i . La seconde est la différence des contraintes issues des solutions particulières dans la couche i et $i+1$ en \check{z}_i .

Le vecteur $\Upsilon_{i,i+1}$ contient les contraintes thermo-élastiques dans les couches i et $i+1$ à l'interface \check{z}_i avec $\Lambda_i = \alpha_i C_i$:

$$\Upsilon_{i,i+1}(\check{z}_i) = \frac{j}{2Z_{i+1}\omega} \begin{bmatrix} \Lambda_{i+1} \tilde{T}_{i+1}(\check{z}_i - \check{z}_i, \omega) - \Lambda_i \tilde{T}_i(\check{z}_i - \check{z}_{i-1}, \omega) \\ -\Lambda_{i+1} \tilde{T}_{i+1}(\check{z}_i - \check{z}_i, \omega) + \Lambda_i \tilde{T}_i(\check{z}_i - \check{z}_{i-1}, \omega) \end{bmatrix}. \quad (2.50)$$

Il dépend de la température dans les couches i et $i+1$ à l'interface \check{z}_i et représente la contribution du terme d'origine thermique qui est la source du champ de déplacement.

Ainsi, l'amplitude des solutions homogènes \tilde{U}_{i+1}^{h-} et \tilde{U}_{i+1}^{h+} de l'équation de propagation (B.42) dans la couche $i+1$ à l'interface \check{z}_i est reliée aux amplitudes des solutions homogènes des couches précédentes par des matrices de propagation et de passage acoustiques. Un deuxième terme apparaît et est issu de la source thermique présente à chacune des interfaces. Le champ de température contribue explicitement et implicitement aux solutions particulières $\mathcal{S}_{p,i}^D$ de l'équation de propagation. Ces contributions supplémentaires apparaissent dans les vecteurs $\Pi_{i,i+1}(\check{z}_i)$ et $\Upsilon_{i,i+1}(\check{z}_i)$.

2.2.3.3 La matrice de transfert acoustique

La solution homogène du champ engendré dans la couche $i + 1$ peut maintenant être reliée aux amplitudes en \check{z}_0 de la solution homogène de l'équation de propagation de la couche 1, ainsi qu'aux contraintes thermiques à chaque interface :

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \tilde{U}_{i+1}^{h-} \\ \tilde{U}_{i+1}^{h+} \end{bmatrix} &= \prod_{m=1}^{i-1} \mathcal{P}_{m+1,m+2}^D \mathcal{V}_{m+1}^{D+} \mathcal{P}_{m,m+1}^D \begin{bmatrix} \tilde{U}_1^{h-} \\ \tilde{U}_1^{h+} \end{bmatrix} \\ &+ \mathcal{P}_{i,i+1}^D \left\{ \sum_{n=1}^{i-1} \prod_{m=n+1}^{N-1} \mathcal{V}_{m+1}^{D+} \mathcal{P}_{m,m+1}^D \mathcal{V}_{n+1}^{D+} (\Pi_{n,n+1}(\check{z}_n) + \Upsilon_{n,n+1}(\check{z}_n)) \right\} \\ &+ \{ \Pi_{i,i+1}(\check{z}_i) + \Upsilon_{i,i+1}(\check{z}_i) \}. \end{aligned} \quad (2.51)$$

Le produit des matrices de passage et de propagation dans le premier terme constitue la matrice de transfert acoustique $\mathbf{M}_{1,i+1}^D$ qui permet de relier les solutions homogènes des couches 1 et $i + 1$:

$$\mathbf{M}_{1,i+1}^D = \prod_{m=1}^{i-1} \mathcal{P}_{m+1,m+2}^D \mathcal{V}_{m+1}^{D+} \mathcal{P}_{m,m+1}^D. \quad (2.52)$$

Le deuxième terme représente les contributions des contraintes thermiques aux interfaces transportées à travers les différentes couches traversées. Quant au troisième terme $\Pi_{i,i+1}(\check{z}_i) + \Upsilon_{i,i+1}(\check{z}_i)$, il représente la contribution des contraintes thermiques à l'interface située en \check{z}_i , c'est-à-dire entre la couche i et $i + 1$. Contrairement aux autres termes, la contribution n'est pas transportée car elle est prise en compte à l'interface à laquelle on souhaite obtenir les deux amplitudes de la solution homogène.

En posant $\mathbf{\Omega}_{1,i+1}^D$ pour représenter le vecteur des contributions des contraintes thermiques, on peut écrire l'expression (2.51) sous forme condensée :

$$\begin{bmatrix} \tilde{U}_{i+1}^{h-} \\ \tilde{U}_{i+1}^{h+} \end{bmatrix} = \mathbf{M}_{1,i+1}^D \begin{bmatrix} \tilde{U}_1^{h-} \\ \tilde{U}_1^{h+} \end{bmatrix} + \mathbf{\Omega}_{1,i+1}^D. \quad (2.53)$$

Dans la section 1.1.4.2, la méthode de la matrice globale a été utilisée pour calculer les déplacements et les contraintes dans une couche chargée de deux milieux acoustiquement semi-infinis. Le calcul est robuste et facile d'implémentation. Cependant, le calcul numérique est coûteux en temps étant donné que l'on inverse une matrice qui peut avoir de grandes dimensions pour un grand nombre de couches. Le formalisme

des matrices de transfert est une des alternatives à la méthode de la matrice globale. Le calcul est plus rapide et est facile d'implémentation. Dans notre cas, quelque soit le nombre de couches la matrice de transfert est une matrice $(2, 2)$, le calcul est donc aussi plus compact.

La méthode des matrices de transfert présente toutefois des instabilités. Historiquement, le formalisme de la matrice de transfert de Thomson-Haskell [55, 56] a été utilisé avant la méthode de la matrice globale. Cette dernière a été mise au point par L. Knopoff [57] pour éviter l'instabilité de la matrice de transfert pour des milieux où il y a de l'atténuation acoustique [58]. En effet, la prise en compte de l'atténuation acoustique dans les calculs se traduit par la présence d'une exponentielle réelle dont l'exposant est lié au produit (fréquence \times épaisseur). Ainsi, pour des hautes fréquences ou des grandes épaisseurs l'exposant peut être élevé et peut faire diverger l'exponentielle. Par conséquent, certaines limitations à notre modèle existent notamment pour la valeur du coefficient de viscosité du modèle de Kelvin-Voigt ou encore concernant les épaisseurs et la fréquence maximale utilisées. Avec ce modèle il n'est alors pas possible de rendre compte du caractère fortement atténuant de certains matériaux.

2.2.3.4 La solution homogène aux extrémités

Comme pour le champ électrique de l'onde lumineuse, le calcul des solutions homogènes de l'équation de propagation s'effectue en deux temps. Le calcul des solutions homogènes des champs aux extrémités doit tout d'abord être effectué avant de calculer le champ dans l'ensemble du multicouche.

Les amplitudes du champ de déplacement \tilde{U}_1^{h-} et \tilde{U}_1^{h+} dépendent des amplitudes \tilde{U}_0^{h-} et \tilde{U}_0^{h+} . Le milieu 0 est semi-infini acoustiquement et le déplacement qui est transmis à travers l'interface \tilde{z}_0 se propage dans le sens des z négatifs, par conséquent : $\tilde{U}_0^{h-} = 0$ et $\tilde{U}_0^{h+} \neq 0$. Si l'on exprime les amplitudes dans la couche $i + 1$ en fonction de celles du milieu 0 comme dans l'expression (2.53), il y a plus d'inconnues que d'équations. Il est alors nécessaire de déterminer l'amplitude \tilde{U}_0^{h+} afin de pouvoir calculer les solutions homogènes de l'équation de propagation dans chaque couche.

Le milieu $N + 1$ est acoustiquement semi-infini. Le déplacement qui s'y propage est

issu du déplacement dans la couche N transmis à travers l'interface ξ_N , d'où $\tilde{U}_{N+1}^{h-} \neq 0$ et $\tilde{U}_{N+1}^{h+} = 0$. Les solutions homogènes du champ de déplacement sont alors reliées à celles du champ de déplacement dans le milieu 0 par :

$$\begin{bmatrix} \tilde{U}_{N+1}^{h-} \\ 0 \end{bmatrix} = \mathbf{M}_{0,N+1}^D \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{U}_0^{h+} \end{bmatrix} + \boldsymbol{\Omega}_{0,N+1}^D. \quad (2.54)$$

La matrice de transfert $\mathbf{M}_{0,N+1}^D$ et le vecteur $\boldsymbol{\Omega}_{0,N+1}^D$ sont respectivement de dimension $(4, 4)$ et $(2, 1)$ et s'écrivent :

$$\mathbf{M}_{0,N+1}^D = \begin{bmatrix} \mathcal{M}_{11}^{0,N+1} & \mathcal{M}_{12}^{0,N+1} \\ \mathcal{M}_{21}^{0,N+1} & \mathcal{M}_{22}^{0,N+1} \end{bmatrix}, \quad \boldsymbol{\Omega}_{0,N+1}^D = \begin{bmatrix} \Omega_{11}^{0,N+1} \\ \Omega_{12}^{0,N+1} \end{bmatrix}. \quad (2.55)$$

En développant, les amplitudes \tilde{U}_0^{h+} et \tilde{U}_{N+1}^{h-} sont alors données par :

$$\tilde{U}_0^{h+} = -\frac{\Omega_{12}^{0,N+1}}{\mathcal{M}_{22}^{0,N+1}}, \quad \tilde{U}_{N+1}^{h-} = \mathcal{M}_{12}^{0,N+1} B_0 + \Omega_{11}^{0,N+1}. \quad (2.56)$$

Connaissant l'amplitude de la solution homogène \tilde{U}_0^{h+} , on peut maintenant déterminer les amplitudes des autres solutions homogènes aux interfaces et obtenir le déplacement dans l'intégralité du multicouche.

2.2.4 Conclusion

Dans cette seconde partie, nous avons présenté le modèle de génération opto-acoustique dans un multicouche. Il est basé sur le formalisme de matrices de transfert. Tout d'abord, pour une couche d'épaisseur inférieure à la longueur de cohérence du faisceau optique et un coefficient de réflexion non négligeable, on a vu que la densité d'énergie est la somme de deux contributions : une décroissance due à l'absorption optique dans la couche et une oscillation stationnaire causée par la réflexion de l'onde optique. Les oscillations créent un réseau de sources internes de pas $1/(2q'_{i,p})$ qui est difficilement observable expérimentalement. Dans un second temps, le champ de température a été calculé à partir de la densité d'énergie en négligeant la diffusion thermique. Il est alors directement proportionnel à la densité d'énergie dans les couches absorbantes. Puis, le calcul du champ de déplacement avec le formalisme de matrices de transfert a été présenté et la matrice de transfert acoustique a été définie. Nous avons également vu que le calcul des amplitudes des solutions homogènes de

l'équation de propagation dans chaque couche est scindé en deux contributions : la contribution des amplitudes des solutions homogènes des autres couches et la contribution des contraintes thermiques des différentes couches. Le modèle présente tout de même des limites dues à l'apparition d'une exponentielle croissante. Ces limites en fréquence, en épaisseur et sur le coefficient d'atténuation mécanique ne permettent alors pas de reproduire fidèlement le caractère atténuant de certains matériaux.

2.3 Conclusion du chapitre

Ce chapitre nous a permis de présenter la génération opto-acoustique dans une structure multicouche composée de couches semi-transparentes en utilisant le formalisme de la matrice de transfert.

Dans un premier temps, nous avons modélisé la propagation du champ optique dans le multicouche. Puis, l'effet photo-thermo-acoustique a été présenté. D'abord, nous avons donné l'expression de la densité d'énergie électromagnétique dans les couches en prenant en compte la réflexion optique dans les couches qui ont une épaisseur inférieure à la longueur de cohérence optique. Ensuite, nous avons calculé le champ de température sans diffusion thermique, puis, nous avons exprimé le calcul du champ de déplacement généré. Le calcul des champs optique et acoustique s'effectue en deux temps. Il est nécessaire de calculer la matrice totale de la structure pour déterminer les amplitudes des champs qui initialisent le calcul, pour ensuite calculer les champs optique et acoustique dans l'ensemble de la structure.

Les calculs de propagation du champ optique dans le multicouche sont valables pour le faisceau pompe et le faisceau sonde. Dans la section 2.1.4, nous avons vu qu'il est possible d'obtenir le coefficient de réflexion du faisceau optique qui s'est réfléchi sur la structure. Ce coefficient est le coefficient de réflexion de l'ensemble de la structure. Dans la suite, nous allons donc modéliser le changement de réflectivité du faisceau sonde induit par la présence d'une onde acoustique dans le multicouche.

Chapitre 3

Le transducteur opto-acoustique et son dimensionnement

Dans le chapitre 1, nous avons vu qu'il est nécessaire de complexifier le transducteur pour que l'effet de cavité optique permette d'augmenter la sensibilité aux perturbations acoustiques. Dans le chapitre 2, nous avons présenté le calcul général de la génération opto-acoustique dans un multicouche. Le modèle analytique développé permet de simuler la génération d'ondes acoustiques dans un multicouche constitué de couches transparentes et absorbantes à partir d'un champ électromagnétique. Il est alors possible d'avoir accès aux champs optiques et acoustiques au cours du temps dans le multicouche et d'étudier leur sensibilité aux paramètres qui les influencent. Ce modèle est ainsi un bon outil pour la conception d'un transducteur opto-acoustique tri-couche. Dans ce troisième chapitre, nous étudions le processus de détection dans une structure tri-couche constituée d'une couche transparente comprise entre deux couches métalliques pour retrouver un effet de cavité optique et obtenir un meilleur facteur de qualité que celui obtenu avec une couche transparente. Le principe d'un transducteur tri-couche a déjà été étudié et appliqué en transmission par F. Perez-Cota [59] et en réflexion par F. Yang [9]. L'un a effectué les simulations de génération et de détection à l'aide d'un logiciel d'éléments finis et l'autre a optimisé la structure du point de vue de l'optique. Il n'a pas utilisé de modèle détaillé de génération et de détection arguant que les données piezo-optiques des matériaux utilisés étaient méconnues.

Ici, le transducteur tri-couche est composé d'un substrat transparent (milieu 0)

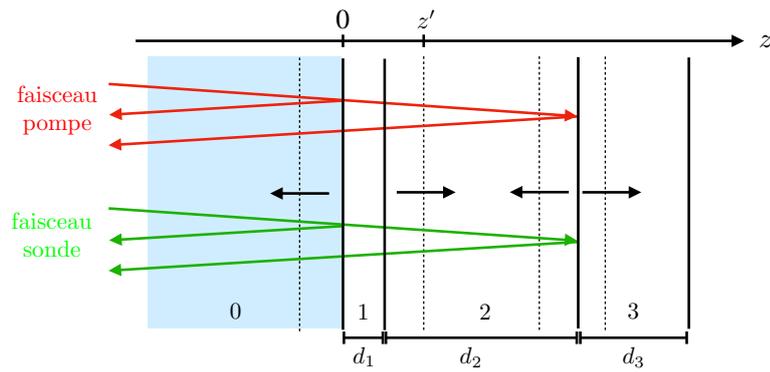


FIGURE 3.1 – Structure tri-couche déposée sur un milieu semi-infini transparent (indiqué 0). Elle est composée de deux couches métalliques (indiquées 1 et 3) d'épaisseurs d_1 et d_3 et d'une couche transparente (indiquée 2) d'épaisseur d_2 . Un faisceau pompe (en rouge) et sonde (en vert) de longueur d'onde respectives $\lambda_{v,p} = 1030$ nm et $\lambda_{v,s} = 515$ nm pénètrent jusqu'à la couche 3. Des ondes acoustiques sont engendrées par l'absorption du faisceau optique pompe dans les couches 1 et 3. La position de l'onde de déformation acoustique est repérée par la coordonnée z' .

semi-infini optiquement et acoustiquement sur lequel reposent une couche transparente comprise entre deux couches métalliques. Comme illustré sur la figure 3.1, la première couche métallique (couche 1) est une couche semi-transparente d'épaisseur d_1 . La seconde couche (couche 2) est une couche transparente d'épaisseur d_2 . La dernière couche (couche 3) est une couche métallique opaque d'épaisseur d_3 . L'ensemble du multicouche est traversé par deux faisceaux, le faisceau pompe, indicé p , et le faisceau sonde, indicé s , de longueurs d'onde respectives $\lambda_{v,p} = 1030$ nm et $\lambda_{v,s} = 515$ nm. Pour créer un effet de cavité dans la structure, il est nécessaire que les faisceaux pompe et sonde y pénètrent. L'épaisseur de la couche 1 doit alors être suffisamment fine pour transmettre les deux faisceaux, contrairement à l'épaisseur de la couche 3 qui doit être suffisamment épaisse pour que les deux faisceaux ne la traversent pas. Le faisceau pompe est partiellement absorbé dans la couche 1 et est entièrement absorbé dans la couche 3. Il y a donc génération d'ondes acoustiques de part et d'autre de la couche transparente. L'impulsion du faisceau pompe a une durée beaucoup plus courte que le temps de propagation des ondes acoustiques dans les couches. Le faisceau pompe n'est alors pas sensible aux variations dynamiques des épaisseurs des couches causées par

les déplacements acoustiques. Le faisceau sonde traverse l'ensemble des couches et les sonde. Il sonde la couche 3 dans la limite de sa longueur de pénétration optique. Il est alors sensible aux perturbations acoustiques dans les couches ainsi qu'à la variation dynamique des épaisseurs. L'épaisseur de la structure est supposée inférieure aux limites de champ proche optique et acoustique. Les ondes optiques et acoustiques sont alors considérées planes et harmoniques.

Dans un premier temps, le calcul du changement de réflectivité du transducteur tri-couche est présenté et l'effet de cavité optique est introduit dans l'expression des fonctions de sensibilité. Dans un deuxième temps, les étapes d'optimisation de la structure sont détaillées en choisissant d'abord les matériaux des couches à partir d'arguments portant sur leurs propriétés optiques et acoustiques. Ensuite, les épaisseurs optimales des couches sont déterminées. Dans un dernier temps, le changement de réflectivité du transducteur tri-couche est calculé et décomposé pour l'analyse. Le gain en amplitude par rapport à un transducteur mono-couche saphir-titane est finalement quantifié.

Sommaire

3.1	Le changement de réflectivité d'un tri-couche	110
3.1.1	Le changement de réflectivité provoqué par les déformations .	111
3.1.2	Le changement de réflectivité engendré par le déplacement des interfaces	114
3.1.3	Le changement de réflectivité de la structure tri-couche . . .	117
3.1.4	Conclusion	117
3.2	L'optimisation de la structure	119
3.2.1	Le transducteur usuel	120
3.2.2	La sélection des matériaux	122
3.2.3	La sélection des épaisseurs	125
3.2.4	La génération acoustique	134
3.2.5	Le calcul des changements de réflectivité	142
3.2.6	Conclusion	160
3.3	Conclusion du chapitre	162

3.1 Le changement de réflectivité d'un tri-couche

Dans cette section, on s'intéresse au calcul du changement de réflectivité d'un transducteur tri-couche. Le faisceau pompe, par interaction photo-thermo-élastique, crée des ondes acoustiques dans les couches optiquement absorbantes. Le faisceau sonde pénètre la structure dans la limite de la longueur de pénétration optique de chaque couche. Il se réfléchit partiellement sur les changements d'indices optiques induits par la présence de la déformation mécanique dans les couches et sur les interfaces qui subissent un déplacement. Le coefficient de réflexion de chaque couche inspectée par le faisceau sonde est alors modifié ainsi que la réflectivité totale de la structure.

On a vu dans le chapitre 1 à la section 1.2.2.2 qu'en présence d'une cavité, le changement de réflectivité est sensible à la variation de réflectivité provoquée par la déformation acoustique dans la couche et par la variation d'épaisseur due au déplacement des interfaces. Le calcul du changement de réflectivité est alors scindé en deux parties. La première concerne la partie réflectométrique du changement de réflectivité. La deuxième est le calcul de la variation de réflectivité par la variation d'épaisseur. Nous décrirons alors dans un premier temps le calcul du changement de réflectivité créé par les déformations dans les couches en prenant en compte les effets de cavité optique. Ensuite, nous traiterons le changement de réflectivité provoqué par les déplacements des interfaces des couches. Puis, dans un dernier temps nous exprimerons le changement de réflectivité relatif de l'ensemble de la structure. Afin de différencier les coefficients de couche et d'interface, les coefficients de couche sont écrits en **gras**.

Pour calculer le changement de réflectivité d'un multicouche, il existe déjà des modèles similaires à ce qui va être exposé dans la suite comme celui présenté par *B. Perrin et al.* [60] où la matrice de transfert est développée au premier ordre en présence d'une perturbation acoustique et celui de *O. Matsuda et al.* [53] basé sur les fonctions de Green. Dans ce manuscrit, un modèle de détection utilisant les matrices de transfert optiques et acoustiques sera appliqué au cas particulier d'un transducteur tri-

couche. La variation issue des déformations dans les couches est déterminée par optique géométrique, comme l'a fait R. Côte dans sa thèse [47] ou encore O.B. Wright [48]. La variation de réflectivité due aux mouvements des interfaces est issue du calcul de la sensibilité d'une cavité optique aux déplacements des interfaces que nous avons présenté dans la section 1.2.2.2.

3.1.1 Le changement de réflectivité provoqué par les déformations

Comme illustré sur la figure 3.2, le faisceau sonde traverse de part et d'autre le milieu 0 et les couches 1 et 2. Le faisceau sonde est alors sensible aux variations d'indices optiques provoquées par la perturbation acoustique dans les couches. Les interfaces ne sont pas considérées en mouvement. Dans cette section, les changements de réflectivité des couches 1 et 2 seront tout d'abord calculés. Puis, les expressions des contributions du milieu 0 et de la couche 3 seront développées.

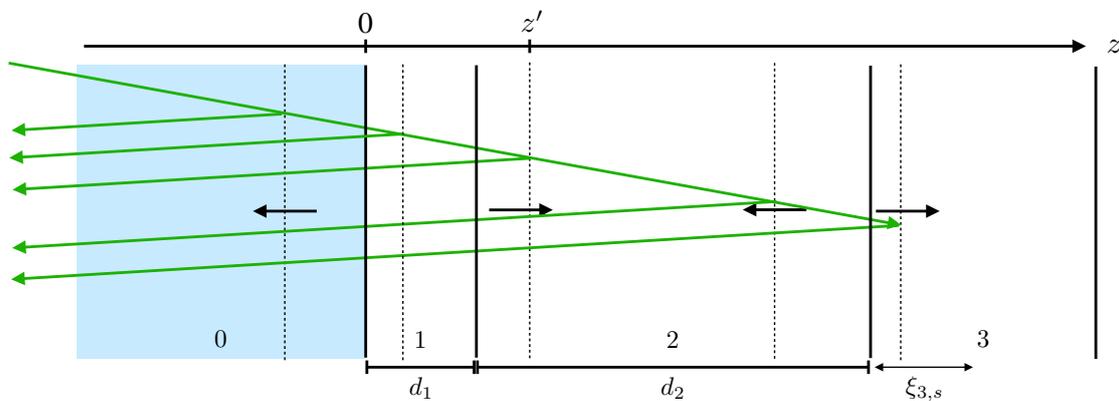


FIGURE 3.2 – Structure tri-couche déposée sur un milieu semi-infini transparent (indiqué 0). Elle est composée de deux couches métalliques (indiquées 1 et 3) d'épaisseurs d_1 et d_3 et d'une couche transparente (indiquée 2) d'épaisseur d_2 . Un faisceau sonde (en vert) de longueur d'onde $\lambda_{v,s} = 515$ nm pénètre dans le multicouche jusqu'à la couche 3 dans la longueur de la pénétration optique $\xi_{3,s}$. Le faisceau interagit avec les perturbations acoustiques indiquées en pointillés et par la coordonnée z' .

3.1.1.1 Les contributions des couches 1 et 2 au changement de réflectivité

Dans les milieux transparents, et par extension dans les milieux semi-transparentes, le faisceau sonde interagit au premier ordre en r_δ de trois manières différentes avec la perturbation acoustique comme expliqué dans la section 1.2.3.3. Dans la première couche absorbante, appelée couche 1 et d'épaisseur $d_1 \ll \xi_{1,s}$, les fonctions de sensibilité de l'interaction avec le saut d'indice au premier ordre pour des ondes progressives et rétrogrades sont déduites des équations (1.81) à (1.83) et s'écrivent :

$$f_{g,1}(z') = j \frac{t_{01}t_{10}}{(1 - r_{12}r_{10}e^{-2jq_{1,s}d_1})^2} q_{0,s} e^{-2jq_{1,s}z'}, \quad (3.1a)$$

$$f_{d,1}(z') = j \frac{t_{01}r_{12}^2 t_{10} e^{-2jq_{1,s}d_1}}{(1 - r_{12}r_{10}e^{-2jq_{1,s}d_1})^2} q_{0,s} e^{-2jq_{1,s}(d_1 - z')}, \quad (3.1b)$$

$$f_{t,1} = 2j \frac{t_{01}r_{12}t_{10} e^{-2jq_{1,s}d_1}}{(1 - r_{12}r_{10}e^{-2jq_{1,s}d_1})^2} q_{0,s}, \quad (3.1c)$$

où $q_{1,s}$ est le nombre d'onde optique de la sonde dans la couche 1 et $q_{0,s}$ est le nombre optique de la sonde dans le substrat. z' désigne la position de la perturbation dans la couche 1 avec $z' \in [0, d_1]$ (cf. figure 3.2). L'effet de cavité dans la couche 2 modifie le coefficient de réflexion r_{12} qui devient le coefficient de réflexion de la couche 2, \mathbf{r}_{13}^c . Les expressions des fonctions de sensibilité de la couche absorbante (3.1a), (3.1b) et (3.1c) sont alors modifiées pour prendre en compte l'effet de cavité :

$$f_{g,1}(z') = j \frac{t_{01}t_{10}}{(1 - \mathbf{r}_{13}^c r_{10} e^{-2jq_{1,s}d_1})^2} q_{0,s} e^{-2jq_{1,s}z'}, \quad (3.2a)$$

$$f_{d,1}(z') = j \frac{t_{01}\mathbf{r}_{13}^{c2} t_{10} e^{-2jq_{1,s}d_1}}{(1 - \mathbf{r}_{13}^c r_{10} e^{-2jq_{1,s}d_1})^2} q_{0,s} e^{-2jq_{1,s}(d_1 - z')}, \quad (3.2b)$$

$$f_{t,1} = 2j \frac{t_{01}\mathbf{r}_{13}^c t_{10} e^{-2jq_{1,s}d_1}}{(1 - \mathbf{r}_{13}^c r_{10} e^{-2jq_{1,s}d_1})^2} q_{0,s}. \quad (3.2c)$$

La contribution totale de la couche 1 à la réflectivité de la structure, $\Delta\tilde{r}_1(\omega)$, peut s'écrire d'après l'expression (1.84) :

$$\Delta\tilde{r}_1(\omega) = j \frac{t_{01}t_{10}}{(1 - \mathbf{r}_{13}^c r_{10} e^{-2jq_{1,s}d_1})^2} q_{0,s} \frac{\partial n_{1,s}}{\partial \eta} \int_0^{d_1} \tilde{\eta}_1(z', \omega) \left[e^{-2jq_{1,s}z'} + (\mathbf{r}_{13}^{c2} e^{-2jq_{1,s}(d_1 - z')} + 2\mathbf{r}_{13}^c) e^{-2jq_{1,s}d_1} \right] dz'. \quad (3.3)$$

Pour la couche transparente (couche 2), les interactions des ondes progressives et rétrogrades avec la perturbation acoustique vont maintenant prendre en compte l'effet de cavité dans la couche 1 semi-transparente en introduisant \mathbf{r}_{20}^c , \mathbf{t}_{02}^c et \mathbf{t}_{20}^c qui sont les coefficients de réflexion et de transmission de la couche 1. Les fonctions de sensibilité s'écrivent :

$$f_{g,2}(z') = j \frac{\mathbf{t}_{02}^c \mathbf{t}_{20}^c}{\left(1 - r_{23} \mathbf{r}_{20}^c e^{-2jq_{2,s}d_2}\right)^2} q_{0,s} e^{-2jq_{2,s}z'}, \quad (3.4a)$$

$$f_{d,2}(z') = j \frac{\mathbf{t}_{02}^c r_{23}^2 \mathbf{t}_{20}^c e^{-2jq_{2,s}d_2}}{\left(1 - r_{23} \mathbf{r}_{20}^c e^{-2jq_{2,s}d_2}\right)^2} q_{0,s} e^{-2jq_{2,s}(d_2 - z')}, \quad (3.4b)$$

$$f_{t,2} = 2j \frac{\mathbf{t}_{02}^c r_{23} \mathbf{t}_{20}^c e^{-2jq_{2,s}d_2}}{\left(1 - r_{23} \mathbf{r}_{20}^c e^{-2jq_{2,s}d_2}\right)^2} q_{0,s}, \quad (3.4c)$$

où $q_{2,s}$ est le nombre d'onde optique de la sonde dans la couche 2. Par conséquent, la contribution au changement de réflectivité de la couche transparente $\Delta\tilde{r}_2(\omega)$ s'écrit :

$$\Delta\tilde{r}_2(\omega) = j \frac{\mathbf{t}_{02}^c \mathbf{t}_{20}^c}{\left(1 - r_{23} \mathbf{r}_{20}^c e^{-2jq_{2,s}d_2}\right)^2} q_{0,s} \frac{\partial n_{2,s}}{\partial \eta} \int_0^{d_2} \tilde{\eta}_2(z', \omega) \left[e^{-2jq_{2,s}z'} + (r_{23}^2 e^{-2jq_{2,s}(d_2 - z')} + 2r_{23}) e^{-2jq_{2,s}d_2} \right] dz'. \quad (3.5)$$

Les expressions (3.3) et (3.5) sont différentes de l'expression (1.84) donnée dans le chapitre 1 pour une couche transparente d'épaisseur finie. La différence réside dans les chemins optiques de l'interaction des ondes progressives et rétrogrades et est due à la position de l'origine des phases. Les expressions (3.3) et (3.5) sont similaires à celles obtenues par R. Côte [47]. Ce dernier a aussi fait remarquer que les termes $e^{-2jq_i^s z'} + (r_{i,i+1}^2 e^{-2jq_i^s(d_i - z')} + 2r_{i,i+1}) e^{-2jq_i^s d_i}$ des expressions (3.3) et (3.5) peuvent se réécrire sous la forme $(e^{-jk_i(z - d_i)} + r_{i,i+1} e^{jk_i(z - d_i)})^2 e^{2jk_i d_i}$. On retrouve alors avec $b_i/a_i = r_{i,i+1}$ la forme $(a_i e^{-jk_i(z - d_i)} + b_i e^{jk_i(z - d_i)})^2$ présente dans les expressions des calculs de détection de *B. Perrin et al.* [60] et de *O. Matsuda et al.* [53].

3.1.1.2 Les contributions du substrat et de la couche 3 au changement de réflectivité

Le substrat (milieu 0) est transparent et semi-infini optiquement. Le faisceau sonde traverse le milieu et interagit avec la perturbation qui vient de l'interface milieu

0/couche 1 comme illustré sur la figure 3.2. Le calcul du changement de réflectivité dans le substrat a déjà été présenté dans la section 1.2.3.2. En présence des deux couches 1 et 2, qui sont semi-transparente et transparente, le coefficient de réflexion à l'interface du milieu 0 et de la couche 1 doit prendre en compte les effets de cavité qui ont lieu dans l'ensemble {couche 1, couche 2}. Le coefficient de réflexion optique r_{01} des équations du chapitre 1 (1.75), (1.76) et (1.77) devient alors le coefficient de réflectivité de couches \mathbf{r}_{03}^c . Par conséquent, la contribution du substrat au changement de réflectivité notée $\Delta\tilde{r}_0(\omega)$ s'écrit :

$$\Delta\tilde{r}_0(\omega) = jq_{0,s} \frac{\partial n_{0,s}}{\partial \eta} \int_{-\infty}^0 \tilde{\eta}_0(z', \omega) \left[e^{2jq_{0,s}z'} + \mathbf{r}_{03}^{c2} e^{-2jq_{0,s}z'} + 2\mathbf{r}_{03}^c \right] dz'. \quad (3.6)$$

Il en est de même pour la contribution de la couche absorbante et opaque, indicée 3 d'épaisseur $d_3 \gg \xi_{3,s}$. Comme vu dans la partie 1.2.2.2 du chapitre 1, cela revient à considérer la sensibilité de la cavité optique au changement de réflectivité de l'interface entre la couche 2 et la couche 3. D'après l'expression (1.69), le changement de réflectivité créé $\Delta\tilde{r}_3(\omega)$ dépend des coefficients de transmission \mathbf{t}_{03}^c et \mathbf{t}_{30}^c de l'ensemble {couche 1, couche 2} et s'écrit par conséquent :

$$\Delta\tilde{r}_3(\omega) = jq_{0,s} \mathbf{t}_{03}^c \mathbf{t}_{30}^c \frac{\partial n_{3,s}}{\partial \eta} \int_0^{d_3} \tilde{\eta}_3(z', \omega) e^{-2jq_{3,s}z'} dz'. \quad (3.7)$$

Les variations de réflectivité provoquées par les déformations dans les couches et milieux sont tout d'abord calculées dans l'espace de Fourier, puis calculées dans le domaine temporel à l'aide d'une transformée de Fourier inverse.

3.1.2 Le changement de réflectivité engendré par le déplacement des interfaces

Le faisceau sonde traverse la structure et rencontre trois interfaces qui subissent des déplacements $u_{i/i+1}$ comme représenté sur la figure 3.3. Le faisceau sonde se réfléchit multiples fois dans chaque couche. Comme vu dans la section 1.2.2.2, les cavités optiques présentent une sensibilité aux déplacements des interfaces puisque ces derniers font varier leur épaisseur.

La contribution du déplacement de l'interface entre le substrat et la couche 1 à la variation de réflectivité totale de la structure est issue de la modification de chemin optique du faisceau qui pénètre dans le multicouche comme pour le calcul d'une

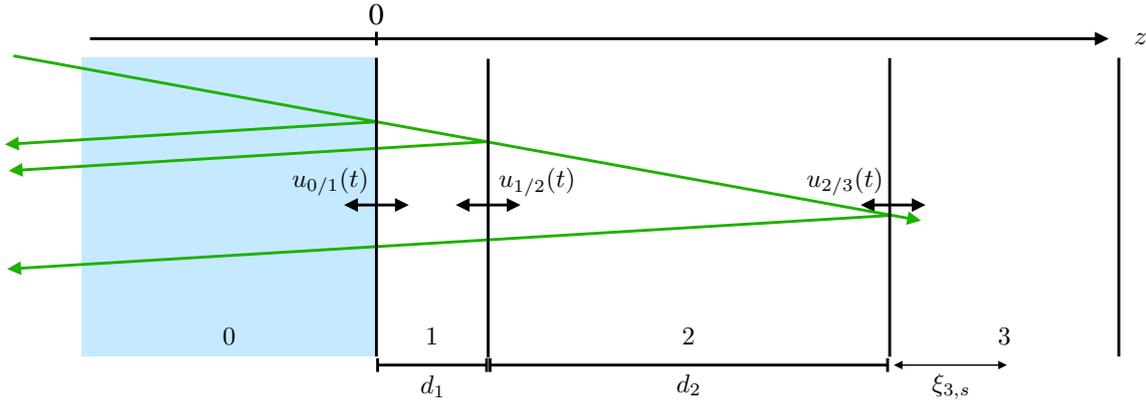


FIGURE 3.3 – Structure tri-couche déposée sur un milieu semi-infini transparent (indiqué 0). Elle est composée de deux couches métalliques (indiquées 1 et 3) d'épaisseurs d_1 et d_3 et d'une couche transparente (indiquée 2) d'épaisseur d_2 . Un faisceau sonde (en vert) de longueur d'onde $\lambda_{v,s} = 515$ nm pénètre dans le multicouche jusqu'à la couche 3 dans la longueur de la pénétration optique $\xi_{3,s}$. Le faisceau interagit avec les interfaces qui sont en mouvement suivant les déplacements acoustiques $u_{i/i+1}(t)$ indiqués par les doubles flèches.

contribution interférométrique d'une couche opaque (cf. section 1.2.1.1). La présence de deux cavités optiques fait que le faisceau se réfléchit sur l'interface avec le coefficient de réflexion de couche de l'ensemble {couche 1, couche 2} noté $\mathbf{r}_{\mathbf{03}}^c$. Le déplacement au cours du temps de l'interface entraîne une variation de l'épaisseur d_1 de la couche 1. Le coefficient $\mathbf{r}_{\mathbf{03}}^c$ dépend donc du temps. Par conséquent, le changement de réflectivité $\Delta r_{depl,0}(t)$ créé par le déplacement de l'interface entre le substrat et la couche 1 est l'extension de l'expression (1.33) de la section 1.2.1.1 :

$$\Delta r_{depl,0}(t) = -j2q_{0,s}\mathbf{r}_{\mathbf{03}}^c(\mathbf{t})u_{0/1}, \quad (3.8)$$

où $\mathbf{r}_{\mathbf{03}}^c(\mathbf{t})$ est le coefficient de réflectivité de l'ensemble {couche 1, couche 2} qui varie au cours du temps suivant le déplacement de l'interface $u_{0/1}$.

Pour le changement de réflectivité créé par la variation de l'épaisseur d_1 de la couche 1, on reprend le calcul de sensibilité de la réflectivité à une perturbation d'épaisseur développé dans la section 1.2.2.2, ce qui donne :

$$\Delta r_{depl,1} = \frac{\partial \mathbf{r}_{\mathbf{02}}^c}{\partial d_1} dd_1, \quad (3.9)$$

où \mathbf{r}_{02}^c est le coefficient de réflexion de la couche 1. En sachant que $dd_1 = u_{1/2} - u_{0/1}$ et en explicitant $\frac{\partial \mathbf{r}_{02}^c}{\partial d_1}$, on peut écrire :

$$\Delta r_{depl,1} = -j2q_{1,s} \frac{t_{01}t_{10}\mathbf{r}_{13}^c e^{-2jq_{1,s}d_1}}{\left(1 - r_{10}\mathbf{r}_{13}^c e^{-2jq_{1,s}d_1}\right)^2} (u_{1/2} - u_{0/1}), \quad (3.10)$$

où \mathbf{r}_{13}^c est le coefficient de réflexion de la couche 2. Le déplacement $u_{1/2}$ de l'interface entre la couche 1 et la couche 2 fait varier également l'épaisseur de la couche 2. Le coefficient de réflexion de la couche 2, \mathbf{r}_{13}^c , varie donc au cours du temps. La variation n'est créée que par le déplacement $u_{1/2}$, ce qui permet de découpler la partie dépendante de $u_{1/2}$ de la partie dépendante de $u_{0/1}$. L'expression (3.10) peut alors être réécrite de la manière suivante :

$$\Delta r_{depl,1} = -j2q_{1,s} \left[\frac{t_{01}t_{10}\mathbf{r}_{13}^c(\mathbf{t}) e^{-2jq_{1,s}d_1}}{\left(1 - r_{10}\mathbf{r}_{13}^c(\mathbf{t}) e^{-2jq_{1,s}d_1}\right)^2} u_{1/2} - \frac{t_{01}t_{10}\mathbf{r}_{13}^c e^{-2jq_{1,s}d_1}}{\left(1 - r_{10}\mathbf{r}_{13}^c e^{-2jq_{1,s}d_1}\right)^2} u_{0/1} \right], \quad (3.11)$$

où $\mathbf{r}_{13}^c(\mathbf{t})$ est le coefficient de réflectivité de la couche 2 qui dépend du déplacement $u_{1/2}$ de l'interface entre les couches 1 et 2.

Le même raisonnement est appliqué pour la contribution au changement de réflectivité de la couche 2 où la présence de la cavité créée par la couche 1 et le déplacement $u_{1/2}$ fait dépendre du temps les coefficients de transmission $\mathbf{t}_{20}^c(\mathbf{t})$ et $\mathbf{t}_{02}^c(\mathbf{t})$ et de réflexion $\mathbf{r}_{20}^c(\mathbf{t})$. On peut alors écrire :

$$\Delta r_{depl,2} = -j2q_{2,s} \left[\frac{\mathbf{t}_{02}^c \mathbf{t}_{20}^c r_{23} e^{-2jq_{2,s}d_2}}{\left(1 - \mathbf{r}_{20}^c r_{23} e^{-2jq_{2,s}d_2}\right)^2} u_{2/3} - \frac{\mathbf{t}_{02}^c(\mathbf{t}) \mathbf{t}_{20}^c(\mathbf{t}) r_{23} e^{-2jq_{2,s}d_2}}{\left(1 - \mathbf{r}_{20}^c(\mathbf{t}) r_{23} e^{-2jq_{2,s}d_2}\right)^2} u_{1/2} \right], \quad (3.12)$$

Pour l'implémentation du calcul des changements de réflectivité, les déplacements sont tout d'abord calculés dans l'espace de Fourier, puis dans le domaine temporel. Les changements de réflectivité correspondants peuvent alors être calculés.

Ainsi, à partir du calcul de la sensibilité d'une cavité aux variations d'épaisseur, il est possible d'obtenir le changement de réflectivité provoqué par la variation d'épaisseur de chacune des couches du tri-couche en prenant en compte le mouvement des interfaces. Le calcul peut être décomposé en deux parties. La première dépend du déplacement de l'interface de contact avec la cavité voisine et n'a que des coefficients de réflexion et

de transmission statiques. La seconde dépend du déplacement de l'interface commune et s'exprime avec des coefficients de transmission et de réflexion qui dépendent du temps. Les cavités étant couplées entre elles, la moindre variation d'épaisseur a des conséquences sur les coefficients de réflectivité des deux cavités.

3.1.3 Le changement de réflectivité de la structure tri-couche

Le changement de réflectivité de la structure tri-couche noté Δr est la somme des changements de réflectivité créé par les déformations dans les couches et les déplacements des interfaces :

$$\Delta r(t) = \sum_{i=0}^3 \Delta r_i(t) + \sum_{i=0}^2 \Delta r_{depl,i}(t). \quad (3.13)$$

Comme on l'a vu dans la section 1.2.3.3, la contribution des ondes progressives et rétrogrades uniquement transmises à travers la perturbation présente une partie statique qui est issue du développement au premier ordre du coefficient de transmission de la perturbation. La partie statique est un coefficient de réflexion de cavité qui se somme avec le coefficient de réflexion de l'interface de la couche (cf. équation (1.83)). Dans le cas de la structure tri-couche, le coefficient de réflexion de l'ensemble {couche 1, couche 2} \mathbf{r}_{03}^c prend déjà en compte les effets de cavité statique des deux couches. Pour éviter une redondance, la partie statique des contributions (3.2c) et (3.4c) n'est pas considérée. Elle n'a donc pas été spécifiée dans les expressions (3.2c) et (3.4c).

Le signal de réflectivité en intensité ΔR est la différence du coefficient de réflexion en intensité de la structure avec perturbations $\mathbf{r}_{03}^c + \Delta r$ et sans perturbation \mathbf{r}_{03}^c :

$$\Delta R = |\mathbf{r}_{03}^c + \Delta r|^2 - |\mathbf{r}_{03}^c|^2. \quad (3.14)$$

La différence est ensuite divisée par la réflectance de l'ensemble {couche 1, couche 2} sans perturbation $\mathbf{R}_{03}^c = |\mathbf{r}_{03}^c|^2$ pour obtenir une variation relative de réflectivité.

3.1.4 Conclusion

Le calcul du changement de réflectivité de la structure permet de prendre en compte les variations provoquées par les déformations dans les couches et par le déplacement

3.1. LE CHANGEMENT DE RÉFLECTIVITÉ D'UN TRI-COUCHE

des interfaces. Le couplage des couches entre elles est pris en compte grâce à l'introduction des coefficients de réflexion et de transmission des différentes couches dans l'expression de leur contribution respective au changement de réflectivité de la structure. L'amplitude du changement relatif de réflectivité est proportionnelle à l'inverse du coefficient de réflexion statique de l'ensemble {couche 1, couche 2}, qui dépend de la géométrie des deux couches et des matériaux utilisés.

3.2 L'optimisation de la structure

L'optimisation d'une cavité d'air pour la génération et la détection opto-acoustique a été réalisée en 2009 par l'équipe de H. Maris pour augmenter l'amplitude du changement de réflectivité d'une couche d'aluminium [18]. La cavité d'air est créée en approchant en amont de la couche d'aluminium un réseau de Bragg. Dans les travaux, le gain était en partie dû à l'effet de cavité sur le faisceau pompe. En effet, si la cavité est bien dimensionnée, le dépôt d'énergie par la pompe est plus important que sans cavité optique. Ce qui permet de gagner un facteur 170 par rapport à la mesure dans une couche d'aluminium seule, contre un gain de 45 sans effet de cavité sur le faisceau pompe. Cette étude leur a permis de déterminer les épaisseurs d'un transducteur tri-couche aluminium-verre-aluminium pour détecter des ondes acoustiques de façon optimale afin d'estimer l'atténuation acoustique de l'eau et de mesurer la hauteur de nano-structures [9].

La sensibilité à la perturbation acoustique peut être maximisée par les effets de cavité sur le faisceau sonde. Dans la section 1.2.2.1, nous avons vu que l'étude de la sensibilité de la cavité à la variation de son épaisseur permet de déterminer les paramètres géométriques optimum. L'optimisation s'effectue en deux temps. Le premier est le choix des matériaux qui délimitent la cavité optique. Le deuxième consiste à déterminer l'épaisseur optimale de la cavité.

Dans ce chapitre, on considère le transducteur composé d'un substrat transparent, indicé 0, chargé de trois couches : une première couche métallique, indicée 1, d'épaisseur d_1 , une couche transparente, indicée 2, d'épaisseur d_2 et une seconde couche métallique opaque, indicée 3 (cf. figure 3.4).

Dans la section 1.2.3.4, nous avons vu que la mesure relative $\Delta R/R$ est d'autant plus grande que la réflectance de la structure totale R est petite. Comme il a été expliqué dans la section 1.2.2.1, la valeur minimale de la réflectance varie avec l'amplitude des coefficients de réflexion des deux interfaces de part et d'autre de la cavité et avec la phase ϕ , qui dépend de l'épaisseur des couches et de l'absorption optique des maté-

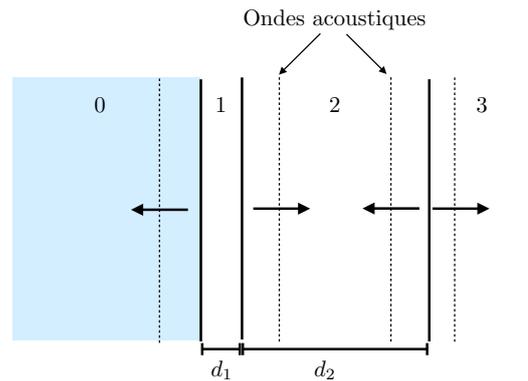


FIGURE 3.4 – Structure tri-couche déposée sur un substrat transparent composée de deux couches absorbantes (couche 1 et 3) et d’une couche transparente (couche 2) déposée sur un substrat transparent.

riaux. Afin d’optimiser le transducteur multicouche, nous rappelons d’abord le choix des matériaux qui composent les transducteurs mono-couches actuels. Ensuite, nous discuterons de la sélection des matériaux métalliques et transparents pour le transducteur multicouche. Puis, dans l’optique de déterminer les épaisseurs des couches du transducteur, la sensibilité du changement relatif de réflectivité aux perturbations acoustiques sera tout d’abord étudiée. L’effet de cavité sur le faisceau pompe sera ensuite analysé pour sélectionner les épaisseurs qui maximisent les dépôts d’énergie électromagnétique. La chronologie des ondes acoustiques sera aussi examinée pour choisir l’épaisseur qui permettra de distinguer les échos acoustiques d’intérêt.

3.2.1 Le transducteur usuel

En 2008, les premières mesures d’acoustique picoseconde appliquées à la biologie par l’équipe Opto-Acoustique de l’I2M ont été effectuées avec un transducteur composé d’un substrat semi-infini de titane bio-compatible sur lequel était posée une cellule biologique. Les faisceaux pompe et sonde traversaient la cellule et étaient focalisés à l’interface entre la cellule et le transducteur comme illustré sur la figure 3.5.a. Cette configuration de mesure est dite *unilatérale*. Le faisceau pompe était limité en puissance pour ne pas abîmer les cellules qui sont sensibles aux élévations de température et aux rayons lumineux [16].

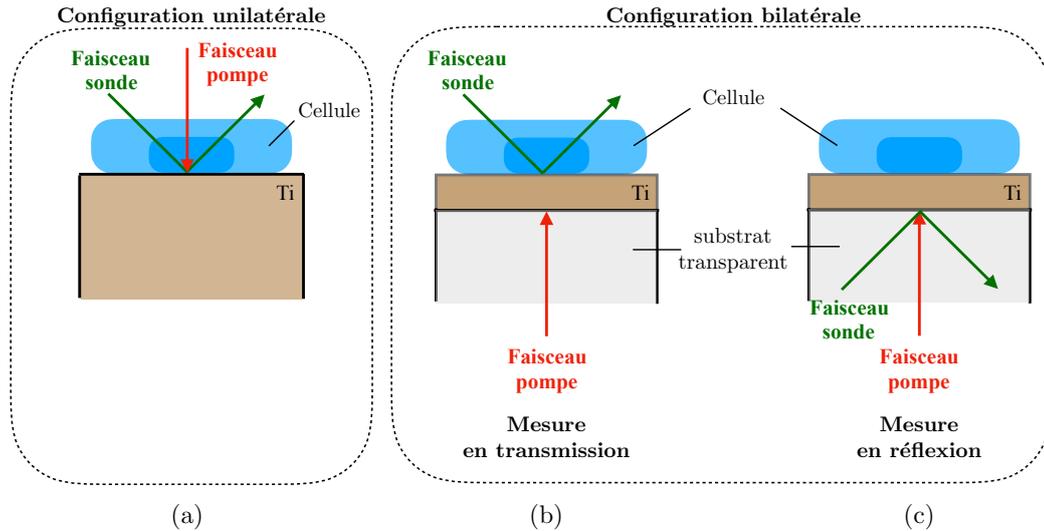


FIGURE 3.5 – a) Transducteur de titane (Ti) semi-infini en configuration unilatérale ; b) transducteur mono-couche avec un substrat transparent et une couche opaque de titane, la mesure est en configuration bilatérale. Les deux faisceaux lasers sont opposés sur le transducteur, c'est une mesure en transmission ; c) les deux faisceaux lasers sont du même côté sur le transducteur, c'est une mesure en réflexion.

En 2012, pour avoir accès à des paramètres mécaniques complémentaires tout en protégeant la cellule du faisceau pompe, un transducteur composé d'un substrat transparent chargé d'une couche fine de titane a été utilisé. Le faisceau pompe traversait le milieu transparent et était focalisé à l'interface entre le milieu transparent et la couche de titane. L'épaisseur de la couche de titane a été prise suffisamment épaisse pour que la longueur de diffusion thermique soit petite devant l'épaisseur ce qui permettait d'éviter tout stress thermique à la cellule [61]. Il était alors possible de travailler avec des puissances plus élevées et ainsi de générer des ondes acoustiques de plus grande amplitude tout en protégeant la cellule.

Pour obtenir la densité d'une cellule et sa compressibilité, il est nécessaire de mesurer la vitesse de l'onde acoustique ainsi que l'impédance de la cellule. Dans une configuration dite *bi-latérale*, deux types de mesures sont alors développés pour accéder simultanément aux deux paramètres. Le premier est une mesure des oscillations Brillouin dans la cellule qui permet, en extrayant la fréquence Brillouin, de mesurer la vitesse de l'onde acoustique. Pour cela, un faisceau sonde est focalisé

par le dessus à l'interface cellule/titane. C'est une mesure *en transmission* (cf. figure 3.5.b). Le deuxième consiste à mesurer l'amplitude des échos en dehors et sous la cellule pour déterminer son impédance acoustique. Le faisceau sonde est focalisé par le dessous, du même côté que le faisceau pompe, à l'interface entre le milieu transparent et la couche absorbante. C'est une mesure *en réflexion* (cf. figure 3.5.c).

Initialement, la couche transparente était constituée de verre. Dans la configuration en transmission, la présence de la couche de verre ne modifie pas la mesure. En revanche, dans la configuration en réflexion, des oscillations Brillouin de grande amplitude prédominent dans le signal à cause du fort coefficient élasto-optique du verre. Le verre a alors été remplacé par du saphir qui a un faible coefficient élasto-optique et une grande capacité de diffusion thermique et qui présente l'avantage supplémentaire d'évacuer efficacement la chaleur.

Actuellement, l'équipe Opto-Acoustique utilise un transducteur composé d'une couche mince de titane bio-compatible d'épaisseur 300 nm déposée sur un substrat de saphir. Le nouveau transducteur devra conserver la protection thermique et les avantages du saphir tout en complexifiant la structure pour bénéficier des effets de cavité optique.

3.2.2 La sélection des matériaux

Dans cette seconde section, le choix des matériaux des couches métalliques et transparentes du transducteur tri-couche est exposé.

3.2.2.1 Les couches métalliques

Pour conserver la biocompatibilité du transducteur, le titane est choisi pour la couche 3. Dans la section 1.2.2.1, on a vu que le minimum de la réflectance d'une cavité optique était d'autant plus petit que les amplitudes des coefficients de réflexion des interfaces de part et d'autre de la cavité étaient proches. Donc pour avoir un changement relatif de réflectivité grand, il est nécessaire de prendre des matériaux aux propriétés optiques similaires de part et d'autre de la cavité. Le titane est alors choisi comme constituant de la couche 1.

3.2.2.2 La couche transparente

Après avoir sélectionné les matériaux des couches métalliques, nous allons choisir celui des couches transparentes. Pour le substrat semi-infini, le saphir est conservé pour son faible coefficient élasto-optique et sa forte diffusivité thermique. Pour la cavité, qui est entre les couches 1 et 3, trois matériaux transparents ont été envisagés : le verre qui est amorphe, le polystyrène qui est un polymère et le fluorure de lithium (LiF) qui est un matériau cristallin. La partie réelle des indices de réfraction de ces trois matériaux transparents et du titane est référencée pour les faisceaux pompe ($\lambda_{v,p} = 1030$ nm) et sonde ($\lambda_{v,s} = 515$ nm) dans le tableau 3.1.

	LiF	Saphir	Titane	Verre	Polystyrène
n_{1030}	1,37	1,75	2,95	1,5	1,57
n_{515}	1,39	1,75	1,78	1,5	1,6

TABLE 3.1 – Partie réelle des indices de réfraction optiques des différents matériaux transparents (LiF, saphir, verre et polystyrène) et du titane aux longueurs d'onde des faisceaux pompe ($\lambda_{v,p} = 1030$ nm) et sonde ($\lambda_{v,s} = 515$ nm).

Le verre et le polystyrène sont des matériaux transparents souvent utilisés en opto-acoustique. Ils ont des indices de réfraction optiques similaires, proches de 1,5. Le LiF est un cristal de maille cubique à face centrée (f.c.c.). Il est connu pour être dur et résistant à l'humidité. Il est optiquement transparent dans le visible et a un indice de réfraction optique faible [62]. Il est beaucoup utilisé en optique pour réaliser des guides d'onde et des micro-cavités ou encore en nanotechnologie en tant que couche d'injection d'électrons comme pour les diodes électroluminescentes organiques (OLED).

Dans ce travail, nous souhaitons obtenir une sensibilité maximale de la cavité optique (couche 2) aux variations de son épaisseur. Le changement d'épaisseur est représenté par la phase ϕ . En utilisant le calcul de la réflectance de la section 1.2.2.1, on calcule la réflectance $\mathbf{R}_{\mathbf{13}}^c$ et la sensibilité au changement de phase ϕ ($\partial \mathbf{R}_{\mathbf{13}}^c / \partial \phi$) pour une cavité transparente comprise entre deux milieux semi-infinis de titane. L'absorption optique n'est pas considérée dans les milieux métalliques. La longueur

3.2. L'OPTIMISATION DE LA STRUCTURE

d'onde optique incidente est de 515 nm. Les réflectances de cavités de LiF, de verre et de polystyrène sont respectivement représentées en trait plein, en tirets et en pointillés sur la figure 3.6.a en fonction de la phase ϕ . Les sensibilités aux variations de phase ϕ des cavités de LiF, de verre et de polystyrène sont tracées sur la figure 3.6.b. Sur la figure 3.6.a, l'amplitude des variations de la réflectance de la couche de LiF est plus grande que celle des couches de polystyrène et de verre. Sur la figure 3.6.b, la sensibilité au changement de phase est plus grande pour le LiF. Cela est en adéquation avec l'analyse de la section 1.2.2.1 qui montre que plus l'amplitude du coefficient de réflexion est importante plus la sensibilité au changement de phase ϕ est grande. Le LiF a l'indice optique le plus éloigné de l'indice optique du titane, le facteur de qualité est donc plus élevé. L'étude d'optimisation dans la suite portera alors sur

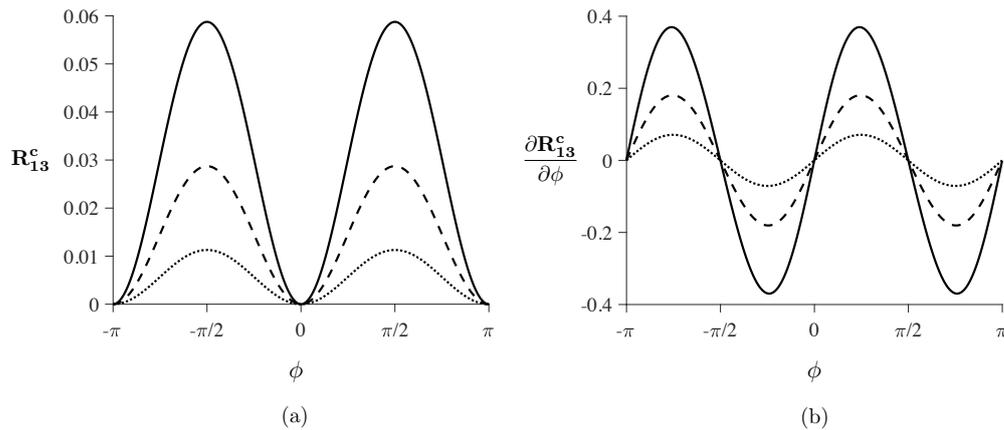


FIGURE 3.6 – a) Réflectance \mathbf{R}_{13}^c d'une cavité de LiF (en trait plein), de verre (en tirets) et de polystyrène (en pointillés) entre deux milieux semi-infinis de titane; b) sensibilité à la phase ϕ ($\partial\mathbf{R}_{13}^c/\partial\phi$) d'une cavité de LiF (en trait plein), de verre (en tirets) et de polystyrène (en pointillés).

un transducteur comportant du LiF bien que les propriétés opto-acoustiques de ce matériau soient très peu référencées. Cela n'est pas problématique car les propriétés non référencées peuvent être obtenues expérimentalement.

3.2.3 La sélection des épaisseurs

Comme vu précédemment, la sensibilité de la mesure est d'autant plus importante que la réflectance du transducteur tri-couche est faible. La réflectance de la structure \mathbf{R}_{03}^c correspond à la réflectance du faisceau sonde qui est passé à travers les couches 1 et 2. Les deux cavités optiques que sont les couches 1 et 2, sont couplées entre elles. Par conséquent, la modification de l'épaisseur de l'une engendre la modification de la réflectance de l'ensemble {couche 1, couche 2}. Pour déterminer les épaisseurs des couches 1 et 2 qui optimisent la sensibilité de la mesure, nous allons dans un premier temps déterminer l'épaisseur maximale de la couche semi-transparente de titane. Ensuite, nous étudierons la variation de la réflectance de l'ensemble {couche 1, couche 2} en fonction de l'épaisseur des deux couches d_1 et d_2 . Puis, la sensibilité du changement relatif de réflectivité $1/\mathbf{R}_{03}^c \times \partial \mathbf{R}_{03}^c / \partial \phi$ de l'ensemble {couche 1, couche 2} est décomposée et analysée en fonction des épaisseurs d_1 et d_2 .

3.2.3.1 La réflectance et la transmittance d'une couche de titane

La première couche traversée par le faisceau sonde est la couche 1 semi-transparente. La présence du faisceau dans la couche 2 est alors conditionnée par l'épaisseur de la couche 1 à cause de l'absorption optique présente dans la couche métallique. Une épaisseur limite pour la couche 1 est alors à déterminer pour que le faisceau sonde pénètre dans la couche 2. Pour cela, on calcule la réflectance \mathbf{R}_{vv}^c et la transmittance \mathbf{T}_{vv}^c d'une couche de titane en conditions de bords libres en fonction de son épaisseur à l'aide des expressions données dans la section 1.2.2.1. La longueur d'onde du faisceau optique $\lambda_{v,s}$ est de 515 nm. \mathbf{R}_{vv}^c et \mathbf{T}_{vv}^c sont calculés pour une épaisseur allant de 0 à $\lambda_{1,s}$ où $\lambda_{1,s} = \lambda_{v,s}/n_{1,s}$ avec un indice de réfraction de la couche $n_{1,s} = 1,78 - j2,39$. La réflectance \mathbf{R}_{vv}^c et la transmittance \mathbf{T}_{vv}^c calculées ainsi que la somme $\mathbf{R}_{vv}^c + \mathbf{T}_{vv}^c$ sont représentées sur la figure 3.7. Le coefficient d'absorption optique $\beta_{1,s}$ est de $58,31 \mu\text{m}^{-1}$.

Sur la figure 3.7, plus l'épaisseur d_1 augmente, plus l'intensité transmise du faisceau sonde \mathbf{T}_{vv}^c est faible et plus l'intensité réfléchiée par la couche \mathbf{R}_{vv}^c est grande. De plus, la somme $\mathbf{R}_{vv}^c + \mathbf{T}_{vv}^c$ habituellement égale à 1 diminue avec l'épaisseur à cause de l'absorption optique du titane. Quand l'épaisseur dépasse $6\xi_{1,s}$, le faisceau lumineux n'est plus transmis par la couche semi-transparente et l'intensité réfléchiée reste égale

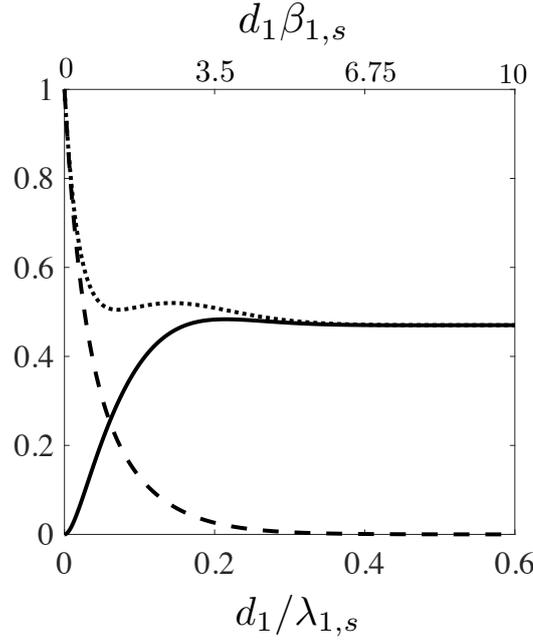


FIGURE 3.7 – Réflectance $\mathbf{R}_{\mathbf{v}\mathbf{v}}^{\mathbf{c}}$ en trait plein; transmittance $\mathbf{T}_{\mathbf{v}\mathbf{v}}^{\mathbf{c}}$ en tirets; somme $\mathbf{R}_{\mathbf{v}\mathbf{v}}^{\mathbf{c}} + \mathbf{T}_{\mathbf{v}\mathbf{v}}^{\mathbf{c}}$ en pointillés pour une couche de titane d'épaisseur d_1 comprise entre 0 et $\lambda_{1,s}$. $\lambda_{1,s} = \lambda_{v,s}/n_{1,s}$ est la longueur d'onde optique dans la couche avec $\lambda_{v,s} = 515$ nm la longueur d'onde optique du faisceau incident et l'indice de réfraction du titane $n_{1,s} = 1,78 - j2,39$ pour $\lambda_{v,s}$.

au carré du module du coefficient de réflexion de l'interface $|r_{v1}|^2$ qui vaut 0,47. Ainsi, si l'on souhaite qu'une partie du faisceau sonde incident soit transmise par la couche de titane, il faut que l'épaisseur de la couche 1 soit inférieure à $6\xi_{1,s}$.

3.2.3.2 La réflectance du tri-couche

Après avoir déterminé une épaisseur limite pour la couche 1, on va étudier la réflectance $\mathbf{R}_{\mathbf{0}\mathbf{3}}^{\mathbf{c}}$ de l'ensemble {couche 1, couche 2} en fonction de l'épaisseur des couches 1 et 2 (cf. calcul de $\mathbf{R}_{\mathbf{0}\mathbf{3}}^{\mathbf{c}}$ dans l'annexe C.1). Les deux cavités optiques qui composent le transducteur tri-couche sont couplées entre elles. En faisant varier les épaisseurs d_1 et d_2 , on modifie les coefficients de réflexion de la couche transparente de LiF et de la couche semi-transparente de titane, $\mathbf{r}_{\mathbf{1}\mathbf{3}}^{\mathbf{c}}$ et $\mathbf{r}_{\mathbf{0}\mathbf{2}}^{\mathbf{c}}$. Or, le minimum de réflectance dépend des coefficients de réflexion $\mathbf{r}_{\mathbf{1}\mathbf{3}}^{\mathbf{c}}$ et $\mathbf{r}_{\mathbf{0}\mathbf{2}}^{\mathbf{c}}$. En modifiant d_1 , on fait varier $\mathbf{r}_{\mathbf{0}\mathbf{2}}^{\mathbf{c}}$ et avec lui $\mathbf{r}_{\mathbf{1}\mathbf{3}}^{\mathbf{c}}$ qui est couplé à $\mathbf{r}_{\mathbf{2}\mathbf{0}}^{\mathbf{c}}$. Ainsi, pour une épaisseur d_2 donnée, une épaisseur d_1 permet de minimiser la réflectance de l'ensemble {couche 1, couche 2}. La réflectance est calculée

à partir du calcul multicouche des sections 2.1.3 et 2.1.4 en fonction des épaisseurs $d_1 \in [0, \lambda_{1,s}/4]$ et $d_2 \in [0, 2,5\lambda_{2,s}]$ avec $\lambda_{1,s} = \lambda_{v,s}/n_{1,s}$ et $\lambda_{2,s} = \lambda_{v,s}/n_{2,s}$ les longueurs d'onde optique dans la couche de titane et de LiF respectivement. Les données optiques utilisées sont répertoriées dans le tableau 3.1. La réflectance \mathbf{R}_{03}^c est représentée sur la figure 3.8. On peut voir qu'une périodicité apparaît de période $\lambda_{2,s}/2$ suivant d_2 et que la réflectance tend vers une valeur constante lorsque d_1 devient grand.

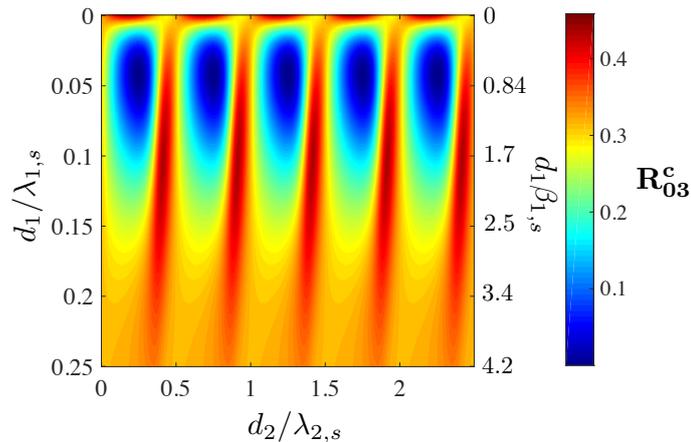


FIGURE 3.8 – Réflectance \mathbf{R}_{03}^c d'un bicouche Ti-LiF compris entre deux milieux semi-infinis de saphir et titane en fonction des épaisseurs des deux couches $d_1 \in [0, \lambda_{1,s}/4]$ et $d_2 \in [0, 2,5\lambda_{2,s}]$.

Afin d'observer la variation de la réflectance suivant d_1 , on trace des coupes pour différentes épaisseurs d_2 sur la figure 3.9. La figure 3.9.a représente les réflectances en fonction de d_1 pour les épaisseurs $d_2 = \lambda_{2,s}/8$ en tirets, $d_2 = \lambda_{2,s}/4$ en trait plein, $d_2 = \lambda_{2,s}/3$ en pointillés et $d_2 = \lambda_{2,s}/2$ en tirets-pointillés. La réflectance en $d_2 = \lambda_{2,s}/2$ variant très peu, un agrandissement est représenté sur la figure 3.9.b. La réflectance pour $d_2 = \lambda_{2,s}/4$ possède un minimum à $d_1/\lambda_{1,s} = 0,043$, ce qui correspond à 12,4 nm. Cette épaisseur est inférieure à la longueur de pénétration optique du titane $\xi_{1,s} = 1/\beta_{1,s}$ qui est de 17 nm (cf. figure 3.9.a). Le faisceau sonde pénètre donc dans la couche 2. Pour d_1 plus grand que $\lambda_{1,s}/4$, les réflectances convergent vers la valeur du module du coefficient de réflexion de l'interface entre un milieu de saphir et une couche de titane opaque qui vaut $|r_{01}|^2 = 0,314$. En effet, quand $d_1 > \lambda_{1,s}/4$, soit environ 4 fois la longueur de pénétration optique, le faisceau sonde n'est plus transmis par la couche

de titane. Du point de vue du faisceau optique, la structure est alors considérée comme un mono-couche saphir-titane.

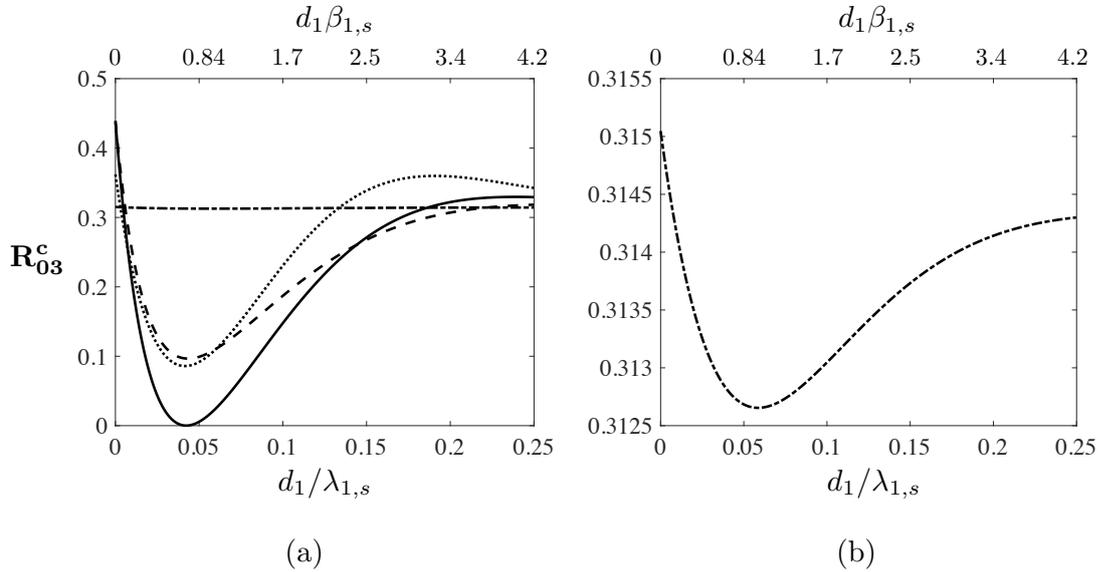


FIGURE 3.9 – a) Réflectance \mathbf{R}_{03}^c d'un bicouche titane-LiF compris entre deux milieux optiquement semi-infinis de saphir et titane en fonction de l'épaisseur d_1 pour quatre épaisseurs $d_2 = \lambda_{2,s}/8$ en tirets, $d_2 = \lambda_{2,s}/4$ en trait plein, $d_2 = \lambda_{2,s}/3$ en pointillés et $d_2 = \lambda_{2,s}/2$ en tirets-pointillés; b) agrandissement de la coupe suivant d_1 de la réflectance \mathbf{R}_{03}^c pour $d_2 = \lambda_{2,s}/2$.

Sur la figure 3.8, comme vu dans la section 1.2.2.1, le premier minimum de réflectance n'est pas atteint pour $d_2 = \lambda_{2,s}/2$ mais pour $d_2 = \lambda_{2,s}/4$. Pour mieux visualiser la périodicité des minima de la réflectance selon d_2 , on représente sur la figure 3.10.a les réflectances en fonction de d_2 pour les épaisseurs $d_1/\lambda_{1,s} = 0$ en tirets-pointillés, $d_1/\lambda_{1,s} = 0,025$ ($d_1\beta_{1,s} = 0,4$) en tirets, $d_1/\lambda_{1,s} = 0,05$ ($d_1\beta_{1,s} = 0,84$) en trait plein et $d_1/\lambda_{1,s} = 0,1$ ($d_1\beta_{1,s} = 1,7$) en pointillés. On peut tout d'abord constater que pour le cas d'un transducteur constitué d'une seule couche épaisse de titane ($d_2 = 0$ nm), les réflectances sont toutes égales à $|r_{01}|^2$. Ensuite, on peut voir qu'en effet le premier minimum de réflectance quelque soit d_1 n'est pas atteint pour $d_2 = \lambda_{2,s}/2$. Ce décalage est provoqué par l'absorption optique dans les couches métalliques. Sur la figure 3.10.b, on compare les réflectances avec (courbe en tirets-pointillés) et sans absorption optique (courbe en trait plein) dans la couche épaisse de titane ($d_1 = 0$ nm). La

prise en compte de l'absorption optique crée un décalage du minimum suivant d_2 et l'augmentation de la réflectance de la structure. Sur la figure 3.10.a, la présence de la fine couche de titane ($d_1 \neq 0$) modifie de façon non négligeable les réflectances : elles deviennent asymétriques et le premier minimum est atteint pour $\lambda_{2,s}/4$.

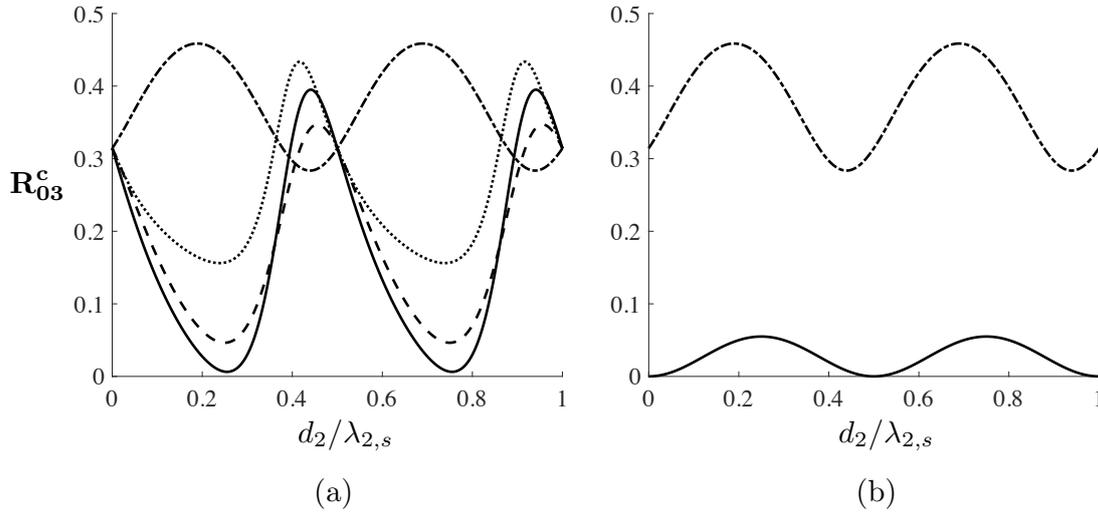


FIGURE 3.10 – a) Réflectance \mathbf{R}_{03}^c d'un bicouche titane-LiF compris entre deux milieux semi-infinis de saphir et titane en fonction de d_2 pour quatre épaisseurs $d_1/\lambda_{1,s} = 0$ en tirets-pointillés, $d_1/\lambda_{1,s} = 0,025$ ($d_1\beta_{1,s} = 0,4$) en tirets, $d_1/\lambda_{1,s} = 0,05$ ($d_1\beta_{1,s} = 0,84$) en trait plein et $d_1/\lambda_{1,s} = 0,1$ ($d_1\beta_{1,s} = 1,7$) en pointillés; b) réflectance \mathbf{R}_{03}^c pour $d_1/\lambda_{1,s} = 0$ avec prise en compte de l'absorption optique dans les couches métalliques en tirets-pointillés et sans prendre en compte l'absorption optique en trait plein.

Ainsi, le calcul de la réflectance du transducteur tri-couche \mathbf{R}_{03}^c permet de mettre en avant le couplage entre les deux cavités optiques constituées par la fine couche de titane semi-transparente et la couche transparente de LiF. La mesure de réflectivité est relative ($\Delta\mathbf{R}_{03}^c/\mathbf{R}_{03}^c$). La réflectance de la structure \mathbf{R}_{03}^c doit alors être minimale pour maximiser l'amplitude du changement de réflectivité relatif mesuré. On doit donc considérer les deux effets de cavité présents dans la structure tri-couche puisque la réflectance possède un minimum pour différents jeux d'épaisseur avec $d_1 = 12,4$ nm inférieure à la longueur de pénétration optique $\xi_{1,s}$ et des valeurs de d_2 de périodicité $\lambda_{2,s}/2$.

3.2.3.3 La sensibilité du changement relatif de réflectivité

Dans ce travail, on cherche à rendre le changement relatif de réflectivité mesuré $\Delta\mathbf{R}_{03}^c/\mathbf{R}_{03}^c$ plus sensible aux déplacements de l'interface entre les couches 2 et 3. Le faisceau sonde traverse la couche fine et absorbante de titane et la couche transparente de LiF avant de rencontrer l'interface entre les couches 2 et 3. La réflectance du transducteur, comme vu précédemment, varie suivant deux paramètres : l'épaisseur d_1 de la fine couche absorbante de titane (couche 1) et l'épaisseur d_2 de la couche transparente de LiF (couche 2). Une onde acoustique traversant la couche d_1 n'introduira de variation de son épaisseur que si sa longueur d'onde n'est pas grande devant d_1 . Pour une couche 1 d'épaisseur égale à la longueur de pénétration optique de 17 nm et pour une vitesse acoustique de 6500 m.s^{-1} , la fréquence des ondes acoustiques doit être supérieure à 400 GHz. Le spectre des signaux simulés s'étend au delà de 400 GHz. Cependant, comme discuté au chapitre 4, ces fréquences ne seront pas détectées avec nos dispositifs expérimentaux. Pour l'optimisation on s'intéresse donc uniquement à la sensibilité de la réflectance au changement d'épaisseur de la couche 2.

On cherche à optimiser la sensibilité du changement relatif de réflectivité qui est le produit de l'inverse de la réflectance $1/\mathbf{R}_{03}^c$ par la sensibilité de la réflectance à l'épaisseur de la couche 2, $\partial\mathbf{R}_{03}^c/\partial d_2$. La sensibilité de la réflectance $\partial\mathbf{R}_{03}^c/\partial d_2$ doit alors être la plus grande possible pour une épaisseur d_1 donnée et la réflectance \mathbf{R}_{03}^c doit être petite. Les deux grandeurs sont calculées en fonction de d_1 et d_2 à l'aide du modèle optique multicouche de la section 2.1 et sont représentées sur la figure 3.11. L'inverse de la réflectance $1/\mathbf{R}_{03}^c$ sur la figure 3.11.a présente des maxima qui correspondent aux minima de la réflectance \mathbf{R}_{03}^c représentée sur la figure 3.8. Sur la figure 3.11.b, la sensibilité de la réflectance à l'épaisseur d_2 $\partial\mathbf{R}_{03}^c/\partial d_2$ a un profil bipolaire en fonction de d_2 et prend périodiquement des valeurs négatives et positives.

La figure 3.12 représente le produit $1/\mathbf{R}_{03}^c \times \partial\mathbf{R}_{03}^c/\partial d_2$. On peut voir que la sensibilité de la mesure aux variations de l'épaisseur d_2 est accrue tout en conservant la bipolarité de la sensibilité de la réflectance $\partial\mathbf{R}_{03}^c/\partial d_2$ avec toutefois un décalage en d_2 par rapport à $\partial\mathbf{R}_{03}^c/\partial d_2$. Un agrandissement de la figure 3.12.a est représenté sur la figure 3.12.b. La sensibilité du changement relatif de réflectivité à la variation

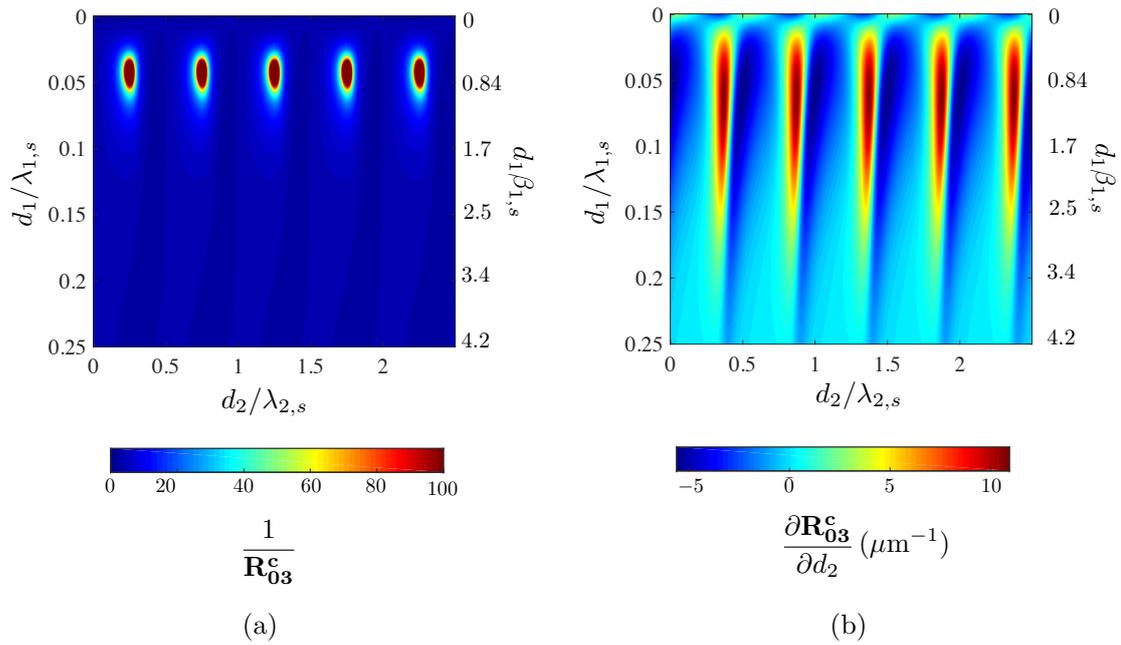


FIGURE 3.11 – a) Inverse de la réflectance $1/\mathbf{R}_{03}^c$; b) sensibilité de la réflectance $\partial \mathbf{R}_{03}^c / \partial d_2$ en fonction des épaisseurs $d_1/\lambda_{1,s} \in [0, 0,25]$ et $d_2/\lambda_{2,s} \in [0, 2,5]$.

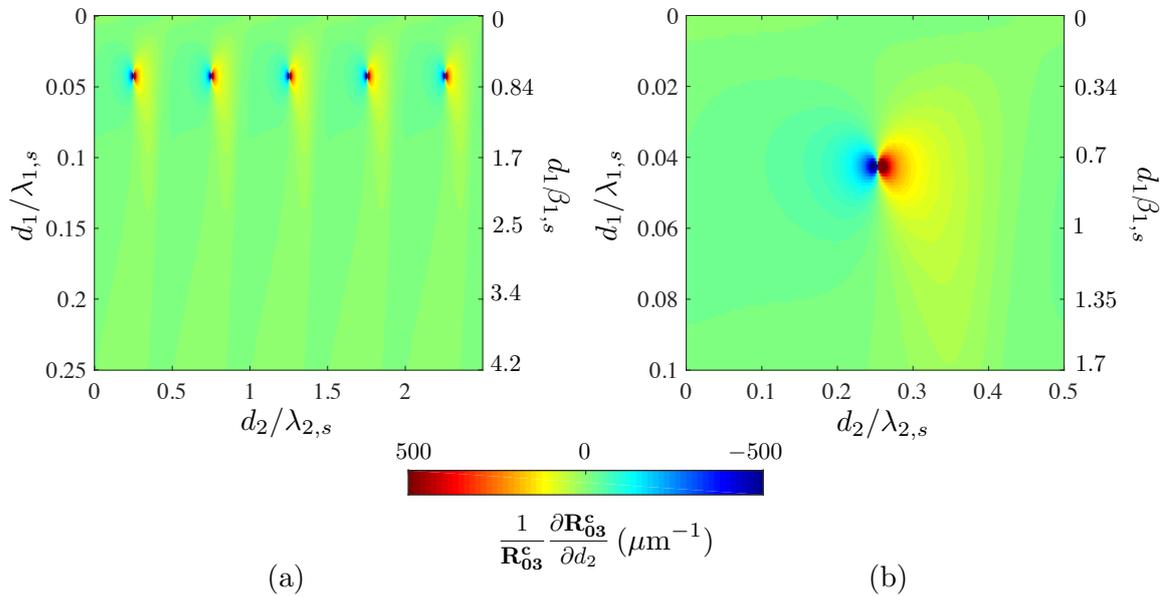


FIGURE 3.12 – a) Sensibilité du changement relatif de réflectivité $1/\mathbf{R}_{03}^c \times \partial \mathbf{R}_{03}^c / \partial d_2$ au changement d'épaisseur d_2 en fonction de $d_1/\lambda_{1,s} \in [0, 0,25]$ et $d_2/\lambda_{2,s} \in [0, 2,5]$, b) agrandissement de la sensibilité du changement relatif de réflectivité au changement d'épaisseur.

d'épaisseur de la couche 2, $1/\mathbf{R}_{03}^c \times \partial\mathbf{R}_{03}^c/\partial d_2$, est amplifiée sur une fine bande d'épaisseur autour de $d_1/\lambda_{1,s} = 0,043$ ($d_1\beta_{1,s} = 0,72$) soit $d_1 = 12,4$ nm. Une telle précision sur l'épaisseur est difficile à obtenir avec la technique de dépôt utilisée (cf. la section 4.1.2). On choisit cependant d'optimiser la structure pour une épaisseur d_1 de 12 nm.

Des coupes selon d_2 de l'inverse de la réflectance $1/\mathbf{R}_{03}^c$, de la sensibilité de la structure aux variations d'épaisseur $\partial\mathbf{R}_{03}^c/\partial d_2$ et du produit $1/\mathbf{R}_{03}^c \times \partial\mathbf{R}_{03}^c/\partial d_2$ sont respectivement représentées sur les figures 3.13.a, 3.13.b et 3.13.c pour les épaisseurs $d_1 = 7$ nm (en tirets-pointillés), $d_1 = 10$ nm (en tirets), $d_1 = 12$ nm (en trait plein) et $d_1 = 14$ nm (en pointillés). Sur la figure 3.13.a, l'inverse de la réflectance est maximale pour $d_1 = 12$ nm et diminue fortement pour les épaisseurs $d_1 = 12 \pm 2$ nm. Sur la figure 3.13.b, la sensibilité de la réflectivité aux changements d'épaisseur de la couche 2 a un profil bipolaire et a un maximum de sensibilité pour $d_1 = 14$ nm. Sur la figure 3.13.c la sensibilité du changement relatif de réflectivité $1/\mathbf{R}_{03}^c \times \partial\mathbf{R}_{03}^c/\partial d_{\text{LiF}}$ aux variations d'épaisseur de la couche 2 est également bipolaire. L'asymétrie de la réflectance \mathbf{R}_{03}^c se retrouve sur les figures 3.13.b et 3.13.c : la sensibilité de la structure et la sensibilité de la mesure sont asymétriques de part et d'autre de l'inversion.

Sur la figure 3.13.c, on peut voir que les maximums de sensibilité de la mesure $1/\mathbf{R}_{03}^c \times \partial\mathbf{R}_{03}^c/\partial d_2$ sont décalés en d_2 par rapport à la sensibilité de la structure $\partial\mathbf{R}_{03}^c/\partial d_{\text{LiF}}$ (figure 3.13.b) et, contrairement à la sensibilité de la structure, la sensibilité maximale de la mesure est atteinte pour $d_1 = 12$ nm. Pour $d_1 = 12$ nm, la sensibilité de la mesure est environ 100 fois plus élevée que la sensibilité de la réflectivité de la structure. Pour les épaisseurs $d_1 = 12 \pm 2$ nm le maximum de sensibilité de la mesure diminue d'environ 75% contre environ 10% pour la sensibilité de la structure. L'inverse de la réflectance de la structure a donc un rôle majeur dans la sensibilité de la mesure à la variation de l'épaisseur.

La sensibilité de la mesure est grande sur une bande d'épaisseur d_2 plus étroite que celle de la sensibilité de la réflectivité de la structure. En effet, pour $d_1 = 12$ nm, la sensibilité de la structure (figure 3.13.b) a une largeur à mi-hauteur de 37,6 nm

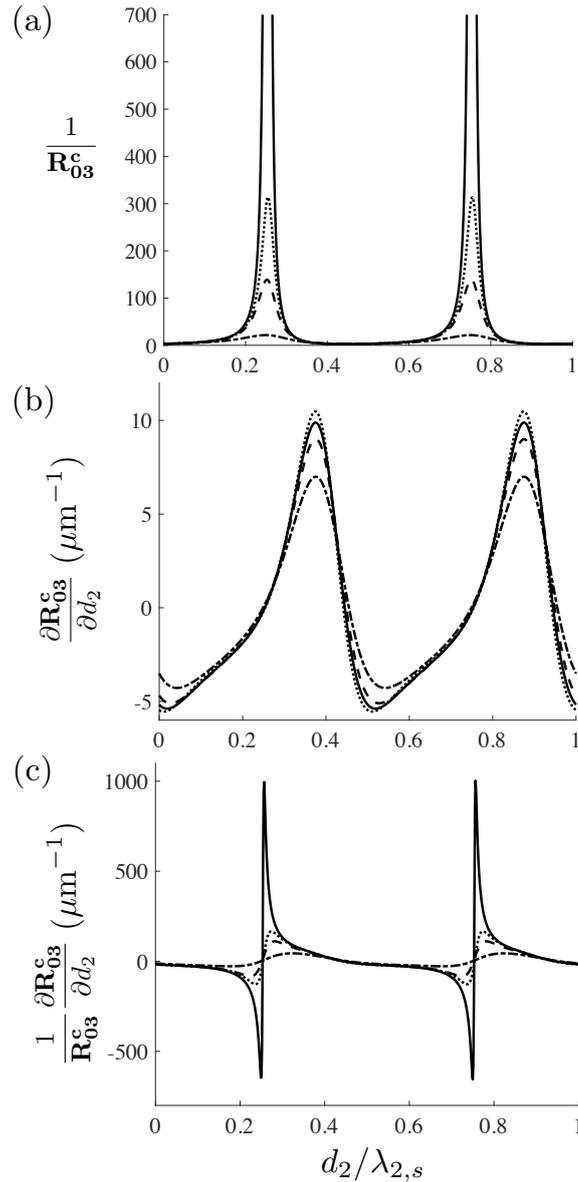


FIGURE 3.13 – a) Inverse de la réflectance R_{03}^c , b) sensibilité de la structure $1/R_{03}^c$, c) sensibilité du changement relatif de réflectivité $1/R_{03}^c \times \partial R_{03}^c/\partial d_2$ en fonction de l'épaisseur $d_2 = [0, \lambda_{2,s}]$ pour quatre épaisseurs $d_1 = 7$ nm en tirets-pointillés, $d_{Ti} = 10$ nm en tirets, $d_{Ti} = 12$ nm en trait plein et $d_{Ti} = 14$ nm en pointillés.

contre 3,4 nm pour la sensibilité de la mesure (figure 3.13.c). La sensibilité optimale de la mesure se situe dans un intervalle de 2 nm, soit environ 20 couches atomiques, suivant d_1 et de moins de 3,5 nm, soit environ 35 couches atomiques, suivant d_2 . La bande d'épaisseur de grande sensibilité est donc très fine. Cela demande des dépôts de couche très précis. Comme on le verra dans le chapitre 4, une alternative pourra être

d'adapter la longueur d'onde du faisceau sonde aux épaisseurs des couches réalisées pour étudier la sensibilité du transducteur.

Ainsi, pour avoir une bonne sensibilité du changement relatif de réflectivité, l'épaisseur de la couche de titane d_1 optimale est de 12 nm. Du fait de la périodicité de la sensibilité suivant d_2 et en ne prenant en compte que le faisceau sonde, il est possible de sélectionner plusieurs épaisseurs optimales pour la couche 2. La première épaisseur est de 94,5 nm et la périodicité est de $\lambda_{2,s}/2$ soit de 185 nm. Pour choisir une épaisseur parmi celles-là, nous nous intéressons alors à l'effet de cavité sur le faisceau pompe.

3.2.4 La génération acoustique

On souhaite concevoir un transducteur qui permette une bonne détection des perturbations acoustiques tout en dégradant au minimum la génération des ondes acoustiques dans la couche 3. Dans l'optique de sélectionner l'épaisseur d_2 adéquate pour le transducteur tri-couche, on étudie tout d'abord dans cette section l'influence de la variation de l'épaisseur des couches 1 et 2 sur le faisceau pompe de longueur d'onde optique 1030 nm. Ensuite, pour faire une première sélection d'épaisseur, la densité d'énergie électromagnétique est calculée pour les épaisseurs d_2 où la sensibilité de la mesure est maximale. Puis, une seconde sélection est effectuée grâce à la chronométrie des ondes acoustiques d'intérêt.

3.2.4.1 L'effet de cavité sur le faisceau pompe

Les deux cavités optiques couplées des couches 1 et 2 sont traversées par le faisceau pompe. Comme pour le faisceau sonde, la variation des épaisseurs de l'ensemble {couche 1, couche 2} influe sur la réflectance et la transmittance du faisceau pompe. On calcule donc la transmittance \mathbf{T}_{03}^c de l'ensemble {couche 1, couche 2} en fonction de l'épaisseur des couches 1 et 2 à l'aide du modèle optique multicouche développé dans la section 2.1.2 (cf. calcul de \mathbf{T}_{03}^c dans l'annexe C.1). La limite en d_1 est gouvernée par la longueur de pénétration optique du faisceau pompe dans le titane $\xi_{1,p}$ qui est de 21,3 nm pour $\lambda_{v,p} = 1030$ nm. La transmittance obtenue est représentée sur la figure 3.14 en fonction de d_1 et d_2 . Elle tend vers 0 pour une épaisseur $d_1/\lambda_{1,p}$ supérieure à 4 fois la longueur de pénétration optique et est périodique suivant d_2 avec une périodicité

$\lambda_{2,p}/2$.

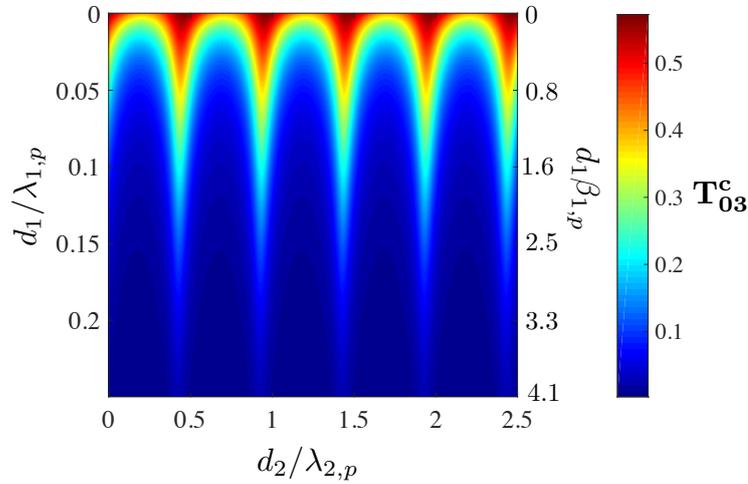


FIGURE 3.14 – Transmittance \mathbf{T}_{03}^c d'un bicouche titane-LiF compris entre deux milieux semi-infinis de saphir et titane en fonction des rapports épaisseur/longueur d'onde $d_1/\lambda_{1,p}$ et $d_2/\lambda_{2,p}$. $\beta_{1,p}$ est le coefficient d'absorption optique du faisceau pompe dans la couche 1.

La périodicité de la transmittance \mathbf{T}_{03}^c selon d_2 est tracée en trait plein sur la figure 3.15 avec la sensibilité de la mesure $1/\mathbf{R}_{03}^c \times \partial \mathbf{R}_{03}^c / \partial d_2$ (en pointillés) pour une épaisseur $d_1 = 12$ nm. La périodicité de la transmittance est presque deux fois plus grande que celle de la sensibilité de la mesure bien qu'il y ait un rapport deux entre la longueur d'onde du faisceau pompe et du faisceau sonde. Cela est dû à l'indice de réfraction optique du LiF qui n'est pas le même pour la longueur d'onde de la pompe et de la sonde : $n_{\text{LiF}}(1030 \text{ nm}) = 1,39$ et $n_{\text{LiF}}(515 \text{ nm}) = 1,37$. La différence d'indice crée un décalage qui s'incrémente entre la sensibilité de la mesure et la transmittance du faisceau pompe. La valeur de la transmittance du faisceau pompe indiquée par les points rouges sur la figure 3.15 n'est alors pas la même à chaque maximum de sensibilité. De plus, quelle que soit l'épaisseur de la couche 2, la sensibilité maximale de la mesure ne coïncide pas avec une transmittance maximale. La diminution de la valeur de la transmittance pour une sensibilité de mesure maximale est moins importante que la diminution de la valeur de la sensibilité de la mesure pour une valeur maximale de la transmittance. On maximise donc la sensibilité de la mesure et on accepte de ne pas

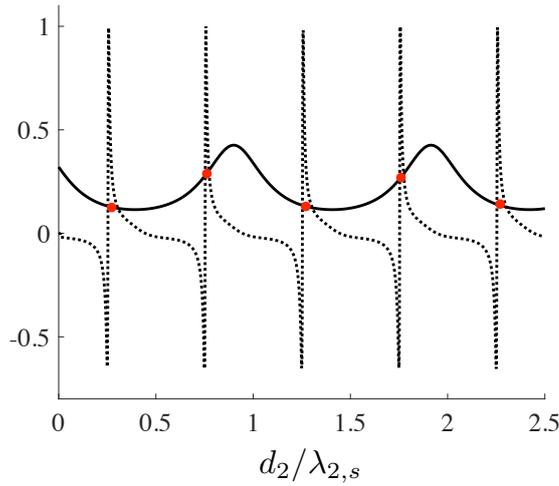


FIGURE 3.15 – Transmittance du faisceau pompe \mathbf{T}_{03}^c en trait plein et sensibilité du changement relatif de reflectivité du faisceau sonde $1/\mathbf{R}_{03}^c \times \partial \mathbf{R}_{03}^c / \partial d_2$ en tirets en fonction du rapport épaisseur $d_2/\lambda_{2,s}$ pour un bicouche titane-LiF compris entre deux milieux semi-infinis de saphir et de titane. Les points rouges représentent la valeur de la transmittance relative au faisceau pompe pour chaque maxima de sensibilité du faisceau sonde.

avoir une transmittance maximale pour le faisceau pompe. Dans la suite, nous allons calculer la densité d'énergie électromagnétique dans les couches 1 et 3 pour faire une première sélection des épaisseurs pour la couche 2.

3.2.4.2 La densité d'énergie électromagnétique

Les amplitudes des ondes générées dans les couches absorbantes sont proportionnelles aux densités d'énergie électromagnétique déposées dans les couches optiquement absorbantes. Pour générer des ondes acoustiques avec des amplitudes les plus grandes possibles, la densité d'énergie doit être optimisée. Pour cela, on cherche à calculer les densités d'énergie électromagnétique pour les épaisseurs où la sensibilité de la mesure est maximale. Dans le cas de la couche semi-transparente de titane, la réflexion optique à l'interface titane/LiF est prise en compte dans la densité d'énergie électromagnétique. Son expression a été expliquée dans la section 2.2.1 et s'écrit comme l'équation (2.33) :

$$Q_1(z, t) = \frac{n'_{1,p} v_0 \varepsilon_0 \beta_{1,p}}{2} \left[|a_1|^2 e^{-\beta_{1,p} z} + |b_1|^2 e^{\beta_{1,p} z} + 2\Re(a_1 b_1^*) \cos(2q'_{1,p} z) + 2\Im(a_1 b_1^*) \sin(2q'_{1,p} z) \right] \delta(t), \quad (3.15)$$

où a_1 et b_1 sont les amplitudes des ondes progressives et rétrogrades de l'onde électromagnétique, $q'_{1,p}$ est la partie réelle du nombre d'onde optique de la pompe et $n'_{1,p}$ est la partie réelle de l'indice de réfraction optique de la couche semi-transparente de titane, indiquée 1, pour $\lambda_{1,p}$. Avec $b_1 = \mathbf{r}_{13}^c a_1$, la densité d'énergie dépend du coefficient de réflexion \mathbf{r}_{13}^c à l'interface entre la couche de titane et de LiF et de l'amplitude a_1 de l'onde électromagnétique transmise dans la couche de titane. L'effet de cavité est ainsi pris en compte implicitement dans l'expression (3.15) grâce au coefficient de réflexion de la couche transparente \mathbf{r}_{13}^c .

Pour la couche de titane opaque l'amplitude de l'onde rétrograde b_3 est nulle. La densité d'énergie s'écrit alors :

$$Q_3(z, t) = \frac{n'_{3,p} v_0 \varepsilon_0 \beta_{3,p}}{2} |a_3|^2 e^{-\beta_{3,p} z} \delta(t), \quad (3.16)$$

et avec $|a_3|^2 = \mathbf{T}_{03}^c |a_0|^2$, on a :

$$Q_3(z, t) = \frac{n'_{3,p} v_0 \varepsilon_0 \beta_{3,p}}{2} \mathbf{T}_{03}^c |a_0|^2 e^{-\beta_{3,p} z} \delta(t). \quad (3.17)$$

La densité d'énergie électromagnétique est proportionnelle à la transmittance \mathbf{T}_{03}^c du bicouche titane-LiF qui est représentée en trait plein sur la figure 3.15. Ainsi, la transmittance de l'ensemble {couche 1, couche 2} \mathbf{T}_{03}^c influe sur la densité d'énergie électromagnétique dans la couche opaque de titane.

Les densités d'énergie pour tous les maxima de sensibilité de la figure 3.15 sont calculées à l'aide des équations (3.15) et (3.17) pour les deux couches de titane de 12 nm et de 300 nm sur la figure 3.16 pour une intensité de faisceau pompe $I_0 = 30 \text{ J.m}^{-2}$. Les densités d'énergie électromagnétique dans la couche 1 sont représentées sur la figure 3.16.a et dans la couche 3 sur la figure 3.16.b.

En mettant en corrélation les densités d'énergie tracées sur les figures 3.16.a et 3.16.b, on remarque que les densités d'énergie qui ont un profil décroissant dans la couche semi-transparente de titane (couche 1) correspondent aux plus petites densités d'énergie dans la couche 3 ($d_2 = 94, 5; 465; 836; 1207; 1578 \text{ nm}$). Les densités d'énergie qui ont un profil croissant dans la couche 1 correspondent aux plus grandes

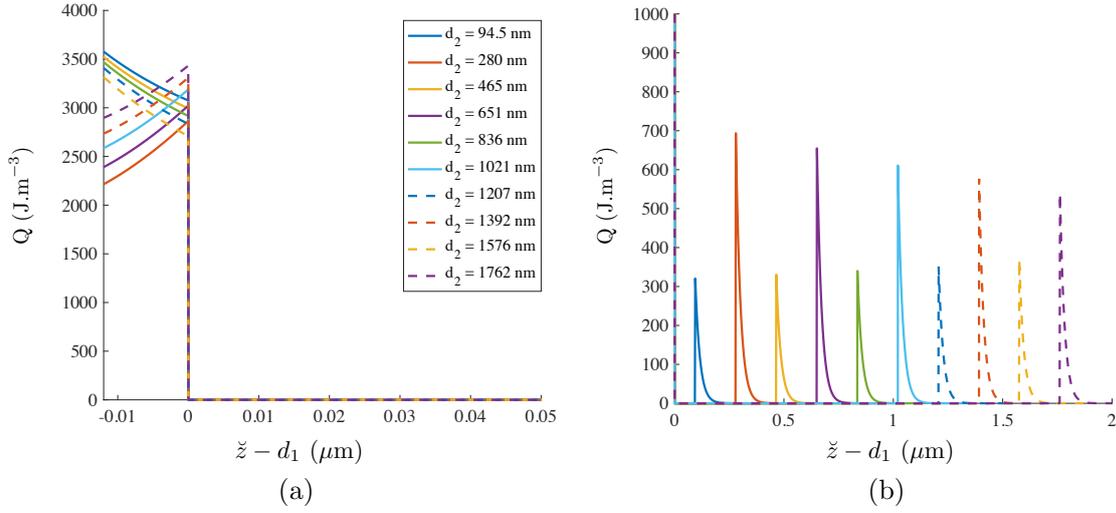


FIGURE 3.16 – a) Densité d'énergie dans la couche de titane semi-transparente de 12 nm; b) densité d'énergie dans la couche opaque de 300 nm (couche 3) pour les épaisseurs de LiF correspondant aux maxima de sensibilité $d_2 = 94,5; 280; 465; 651; 836; 1021; 1207; 1392; 1578; 1762$ nm avec une intensité de faisceau pompe $I_0 = 30 \text{ J}\cdot\text{m}^{-2}$. \tilde{z} est la coordonnée spatiale relative à la structure.

densités d'énergie dans la couche 3 ($d_2 = 280; 651; 1021; 1392; 1762$ nm). Cela est dû à la variation du coefficient de réflexion \mathbf{r}_{13}^c avec l'épaisseur de la couche de LiF. En effet, la densité d'énergie dans la couche, donnée par l'expression (3.15), présente un profil spatial exponentiellement croissant quand $|\mathbf{r}_{13}^c|^2$ est supérieur à 1 ce qui rend dominant le terme $|b_1|^2 e^{\beta_{1,p}z}$ devant $|a_1|^2 e^{-\beta_{1,p}z}$. Et inversement, pour $|\mathbf{r}_{13}^c|^2 < 1$, la partie prédominante est $|a_1|^2 e^{-\beta_{1,p}z}$.

De plus, sur la figure 3.16.b, la densité d'énergie dans la couche opaque de titane a un profil décroissant spatialement quelle que soit l'épaisseur de la couche de LiF (cf. expression 3.17). Seule l'amplitude de la discontinuité à l'entrée de la couche de titane change proportionnellement à ce qui est transmis par l'ensemble {couche 1, couche 2}. La valeur maximale de la densité d'énergie pour $d_2 = 280; 651; 1021; 1392; 1762$ nm diminue quand d_2 augmente. Cela est imputable au rapport des longueurs d'onde entre le faisceau pompe et le faisceau sonde dans le LiF qui, comme expliqué dans la section 3.2.4.1, provoque un décalage qui s'incrémente entre la transmittance du faisceau pompe et le maximum de la sensibilité de la mesure. On remarque que la

quantité d'énergie absorbée dans la couche 1 est beaucoup plus grande que dans la couche 3. Cela aura une incidence sur l'amplitude des ondes acoustiques générées dans les deux couches.

On choisit une épaisseur de la couche de LiF supérieure à la longueur d'onde optique $\lambda_{2,s}$ (370 nm) tout en restant suffisamment petite pour éviter la diffraction optique. La densité d'énergie électromagnétique doit être la plus grande possible pour avoir une génération d'ondes acoustiques de grande amplitude. Au regard des différentes restrictions énumérées, les deux épaisseurs de 651 nm et 1021 nm sont de bonnes candidates. La chronométrie des ondes acoustiques va nous permettre de choisir entre ces deux épaisseurs.

3.2.4.3 Les ondes acoustiques

Par effet opto-thermo-élastique, des ondes acoustiques sont générées de part et d'autre de la couche transparente. Elles se propagent dans le multicouche et se réfléchissent aux interfaces. Les arrivées d'ondes acoustiques aux interfaces sont nombreuses. En guise d'exemple, le déplacement de l'interface entre la couche de LiF et la couche de titane opaque, $u_{2/3}(t)$, au cours du temps est représenté sur la figure 3.17. Il est calculé avec le modèle acoustique multicouche présenté à la section 2.2.3 pour une structure tri-couche composée d'une couche de 12 nm de titane, d'une couche de 1762 nm de LiF et d'une couche de 300 nm de titane déposées sur un substrat de saphir. La fluence du laser pompe est de 30 J.m^{-2} et la diffusion thermique n'est pas prise en compte.

Seuls les premiers temps d'arrivée nous intéressent. Sur la figure 3.17, les flèches rouges correspondent aux ondes qui sont générées dans la couche 1 et les flèches noires à celles générées dans la couche 3. L'écho acoustique met 0,08 ns pour faire l'aller-retour dans la couche 3 et 0,270 ns pour faire un aller dans la couche 2. Les deux premières arrivées visibles sur le déplacement $u_{2/3}(t)$ correspondent aux deux premiers allers-retours dans la couche 3. Ensuite, le premier écho venant de la couche 1 arrive, suivi des allers-retours du même écho dans la couche 3. On peut voir sur la figure 3.17 que les amplitudes des échos générés par absorption dans

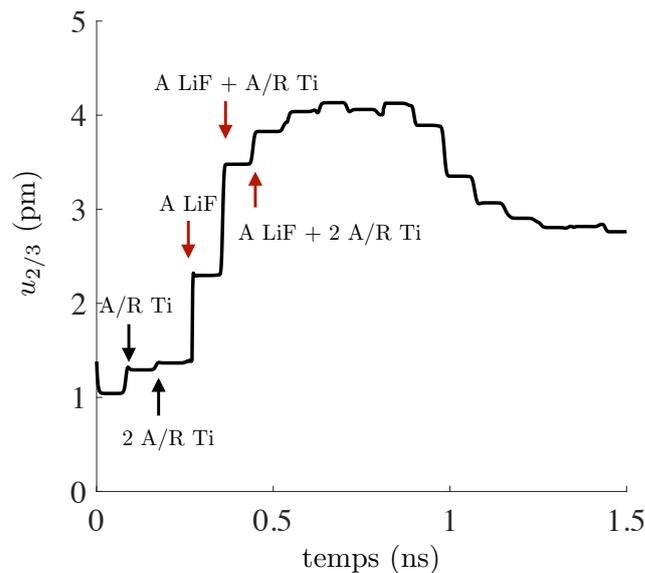


FIGURE 3.17 – Déplacement $u_{2/3}$ au cours du temps pour un transducteur tri-couche déposé sur un substrat de saphir. Le transducteur est constitué d'une couche de titane de 12 nm, d'une couche de LiF de 1762 nm et d'une seconde couche de titane (Ti) de 300 nm.

la couche 3 sont beaucoup plus faibles que celles des échos issus de la couche 1. Cela est cohérent avec l'allure de la densité d'énergie électromagnétique de la figure 3.16 où le dépôt d'énergie est beaucoup plus élevé dans la couche 1 que dans la couche 3.

Dans la section 3.2.4.2, les deux épaisseurs d_2 de 651 nm et 1021 nm ont été retenues pour optimiser la cavité. Pour sélectionner une des épaisseurs, les déplacements aux interfaces de part et d'autre de la couche 2 sont calculés et représentés sur la figure 3.18.a. Le déplacement de l'interface entre les couches 2 et 3 $u_{2/3}(t)$ est tracé en noir et le déplacement de l'interface entre les couches 1 et 2 $u_{1/2}(t)$ est tracé en rouge. Comme la mesure sera principalement sensible à la respiration de la couche de LiF et qu'il est important de pouvoir distinguer les arrivées des ondes acoustiques, la différence des déplacements $u_{2/3}(t)$ et $u_{1/2}(t)$ est également tracée en vert. Les déplacements calculés pour $d_2 = 651$ nm sont représentés en trait plein et ceux pour $d_2 = 1021$ nm en tirets.

Dans cette étude, on s'intéresse plus particulièrement aux ondes qui ont rencontré la surface libre de la couche 3, c'est-à-dire les première, troisième et quatrième arrivées

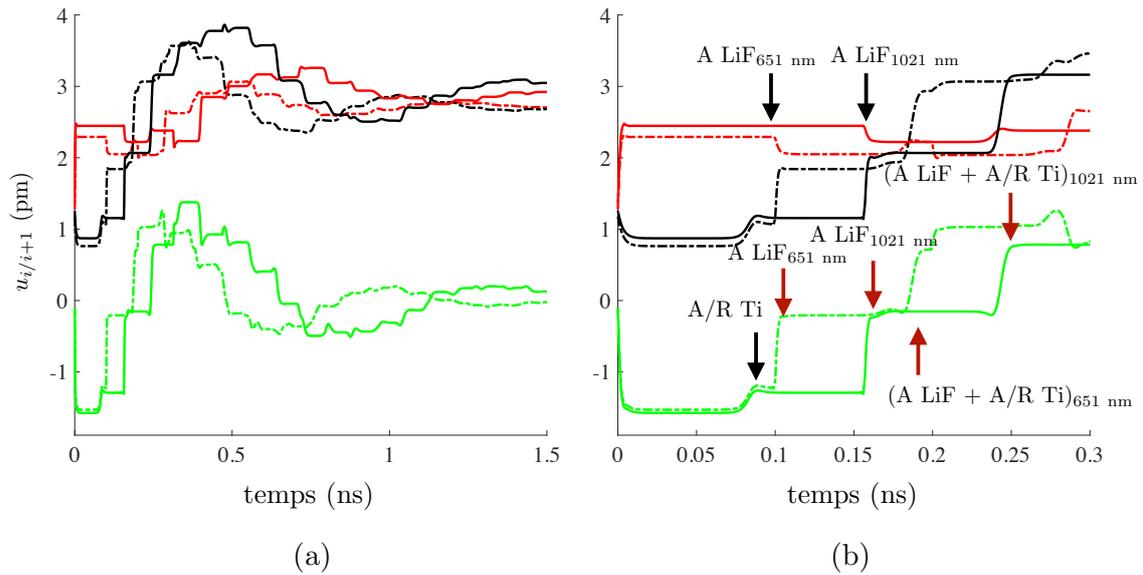


FIGURE 3.18 – a) Déplacements $u_{2/3}$ en noir, $u_{1/2}$ en rouge et respiration de la couche de LiF $u_{2/3} - u_{1/2}$ en vert pour deux structures tri-couches déposées sur un substrat de saphir composées d'une couche de titane d'épaisseur 12 nm, d'une couche de LiF d'épaisseur 651 nm (tirets) et 1021 nm (trait plein) et d'une seconde couche de titane de 300 nm ; b) agrandissement des trois premières arrivées d'échos aux interfaces.

d'onde. La variation du déplacement de l'interface entre les couches 2 et 3, en noir sur la figure 3.18.b, montre que pour l'épaisseur $d_2 = 651$ nm (en tirets) l'écho qui provient de la couche 1 arrive en même temps que l'onde générée dans la couche 3 qui a fait un aller-retour dans la couche 3 ($t \simeq 0,08$ ns). Ce n'est pas le cas pour l'épaisseur $d_2 = 1021$ nm (trait plein) pour laquelle les deux échos ont des arrivées temporelles distinctes. Le déplacement de l'interface entre les couches 1 et 2, en rouge sur la figure 3.18.b, pour les épaisseurs 651 nm et 1021 nm montre qu'il y a une onde acoustique qui arrive à l'interface à respectivement 0,08 ns et 0,16 ns. C'est un écho issu de la couche 3 et qui a traversé la couche de LiF. La différence des deux déplacements, $u_{2/3}(t) - u_{1/2}(t)$, montre que les ondes issues des couches 1 et 3 arrivent séparément uniquement pour l'épaisseur de la couche 2 de 1021 nm.

Ainsi, l'analyse de la chronométrie des ondes aux interfaces de la couche de LiF permet de retenir l'épaisseur d_2 de 1021 nm. Cette épaisseur devrait théoriquement, par

effet de cavité, sensibiliser au maximum la mesure opto-acoustique aux perturbations acoustiques. On va donc dans la suite simuler les variations de réflectivité pour mettre en avant la physique de la mesure opto-acoustique dans un transducteur tri-couche de telles dimensions.

3.2.5 Le calcul des changements de réflectivité

Après avoir déterminé les épaisseurs des couches du transducteur pour avoir une sensibilité du changement relatif de réflectivité aux variations d'épaisseur de la couche 2 optimale, le changement relatif de réflectivité est calculé pour quantifier le gain obtenu par l'ajout de la cavité.

Pour cela le modèle de détection multicouche décrit précédemment dans la section 3.1 est utilisé. Dans un premier temps, l'évolution de l'amplitude du changement relatif de réflectivité du transducteur tri-couche sera expliquée en regard de sa sensibilité aux variations d'épaisseur de la couche de LiF. Dans ce but, le changement relatif de réflectivité sera tout d'abord étudié pour différentes épaisseurs autour des maxima de sensibilité. Cela permettra d'illustrer les différents phénomènes physiques qui sont mis en jeu dans le transducteur et provoquent les variations de réflectivité. Puis, dans un second temps, le calcul sera effectué pour les épaisseurs correspondant aux maxima de sensibilité. Le gain en amplitude obtenu par l'optimisation du transducteur tri-couche par rapport à un transducteur mono-couche saphir-titane sera ainsi quantifié. Enfin, nous discuterons d'une limite de l'optimisation de la sensibilité de la mesure.

Pour les simulations, les faisceaux pompe et sonde ont respectivement une longueur d'onde $\lambda_{v,p} = 1030$ nm et $\lambda_{v,s} = 515$ nm. La fluence du faisceau pompe (I_0) est de 30 J.m⁻². Les caractéristiques des matériaux utilisés sont répertoriées dans le tableau en annexe C.2.

3.2.5.1 La variation de la réflectivité en fonction de l'épaisseur de la couche transparente

Pour la simulation, nous considérons un transducteur tri-couche titane (couche 1) - LiF (couche 2) - titane (couche 3) déposé sur un substrat de saphir optiquement et acoustiquement semi-infini. Les deux couches de titane sont respectivement d'épaisseur

$d_1 = 12$ nm et $d_3 = 300$ nm. L'épaisseur d_2 de la couche de LiF varie et prend les valeurs 960; 980; 1000; 1019; 1021; 1040; 1060; 1080 nm. La sensibilité de la mesure associée à chaque épaisseur est représentée par des points de couleur sur la figure 3.19. La figure 3.20 représente, avec le même code couleur, le changement relatif de

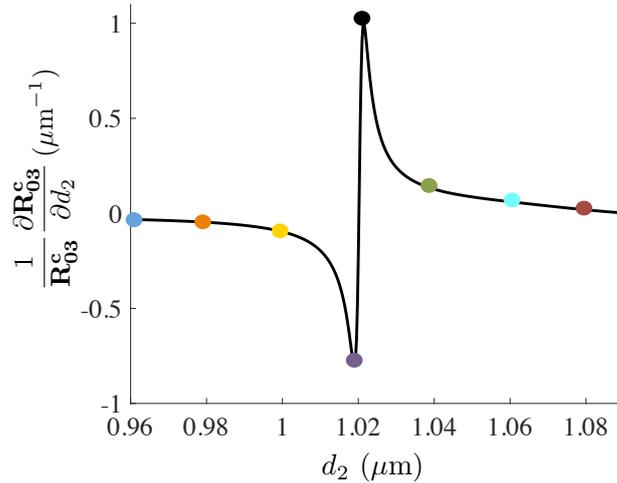


FIGURE 3.19 – Sensibilité $1/R_{03}^c \times \partial R_{03}^c / \partial d_2$ du changement relatif de réflectivité au changement d'épaisseur de la couche de LiF normalisée.

réflectivité associé aux différentes épaisseurs d_2 . La variation de réflectivité est de plus en plus grande pour les épaisseurs de 960 à 1000 nm. Elle change de signe à partir de l'épaisseur 1040 nm et diminue pour les épaisseurs de 1040 à 1080 nm. Le gain en amplitude est cohérent avec la sensibilité de la mesure représentée sur la figure 3.19. En effet, la sensibilité augmente en valeur absolue pour les épaisseurs d_2 de 960 à 1019 nm et diminue de 1021 à 1080 nm. L'inversion de la variation de réflectivité est due au changement de signe de la sensibilité du changement relatif de réflectivité. La distance entre les deux extrema est de deux nanomètres.

Les courbes de changement de réflectivité sont riches en informations. De manière à identifier ce qui compose les variations de réflectivité, le changement de réflectivité correspondant à l'épaisseur $d_2 = 1000$ nm est représenté sur la figure 3.21. Tout d'abord, deux oscillations à différentes fréquences sont visibles sur le signal. La première, présente de 0 ns à 0,4 ns, est une oscillation de fréquence 35,2 GHz. La deuxième d'amplitude plus faible est présente sur l'ensemble du signal et est de fréquence 74,7

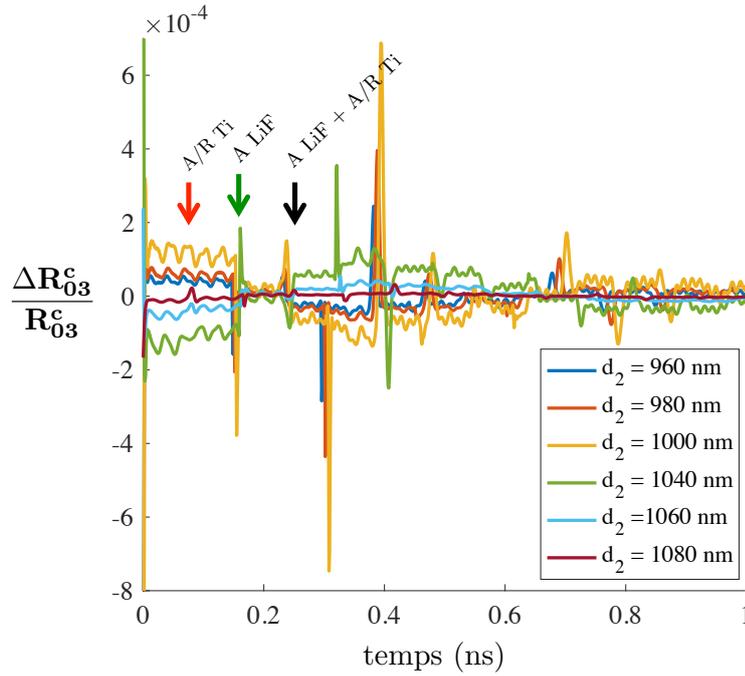


FIGURE 3.20 – Changements relatifs de réflectivité $\Delta R_{03}^c/R_{03}^c$ calculés pour les épaisseurs de LiF $d_2 = 960; 980; 1000; 1040; 1060; 1080$ nm pour un transducteur tri-couche avec une couche semi-transparente de titane ($d_1 = 12$ nm) et une couche opaque de titane ($d_3 = 300$ nm) déposé sur un substrat de saphir optiquement et acoustiquement semi-infini.

GHz. Elles correspondent respectivement aux fréquences des oscillations Brillouin dans la couche de LiF et dans le substrat de saphir. L'atténuation des oscillations Brillouin dans le LiF peut être causée par différents phénomènes : la réflexion partielle des ondes acoustiques aux interfaces ; une perte en amplitude à cause de l'atténuation acoustique dans les couches métalliques ou la fuite des ondes acoustiques dans le substrat de saphir qui est semi-infini acoustiquement.

Sur la figure 3.20, l'amplitude du premier écho, qui n'a fait qu'un aller dans la couche 3 (flèche rouge), augmente malgré la diminution en sensibilité de la mesure. Cela est dû à l'effet de la cavité sur le faisceau pompe qui fait varier avec d_2 l'amplitude de la densité d'énergie électromagnétique dans les deux couches absorbantes. Pour illustrer ce propos, la densité d'énergie est représentée sur la figure 3.22 dans les couches absorbantes 1 (entre $\tilde{z} = 0 \mu\text{m}$ et $\tilde{z} = 0,012 \mu\text{m}$) et 3 (entre

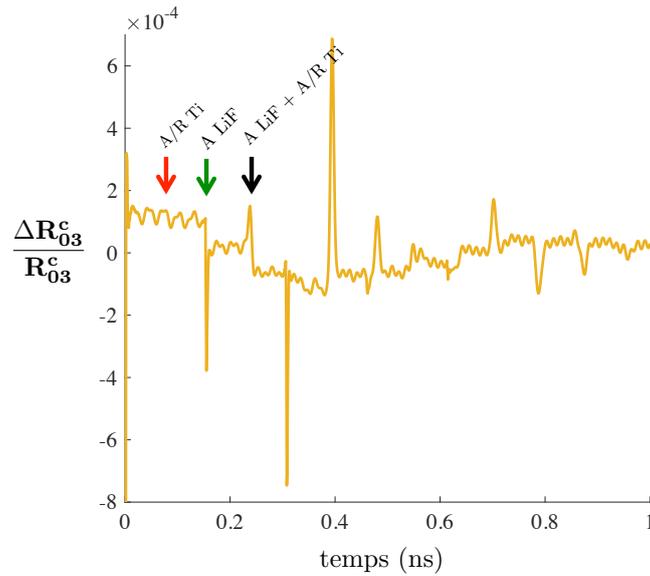


FIGURE 3.21 – Changement relatif de réflectivité $\Delta R_{03}^c/R_{03}^c$ pour l'épaisseur de LiF $d_2 = 1000$ nm pour un transducteur tri-couche titane ($d_1 = 12$ nm) - LiF - titane ($d_3 = 300$ nm) déposé sur un substrat de saphir optiquement et acoustiquement semi-infini.

$\check{z} = 0,960 \mu\text{m}$ et $\check{z} = 1,2 \mu\text{m}$). Plus l'épaisseur de la couche de LiF est grande, plus la densité d'énergie diminue dans la couche 1. C'est l'inverse dans la couche 3 où la densité d'énergie est plus importante quand l'épaisseur de la couche de LiF augmente. Les ondes acoustiques générées ont alors des amplitudes qui sont de plus en plus faibles dans la couche 1 et de plus en plus élevées dans la couche 3.

Ainsi, une cohérence entre l'évolution de l'amplitude du changement de réflectivité et la sensibilité de la mesure a été mise en évidence par le calcul. Les signaux étant riches en informations, les différents phénomènes physiques qui sont visibles sur les changements relatifs de réflectivité obtenus, tels que les oscillations Brillouin et l'effet de la cavité sur le faisceau pompe, ont été décrits. Dans la suite, les changements relatifs de réflectivité pour les épaisseurs correspondant aux maxima de sensibilité de la mesure, respectivement représentés par les points violet et noir sur la figure 3.19, vont être simulés pour déterminer le gain en amplitude obtenu avec le transducteur tri-couche.

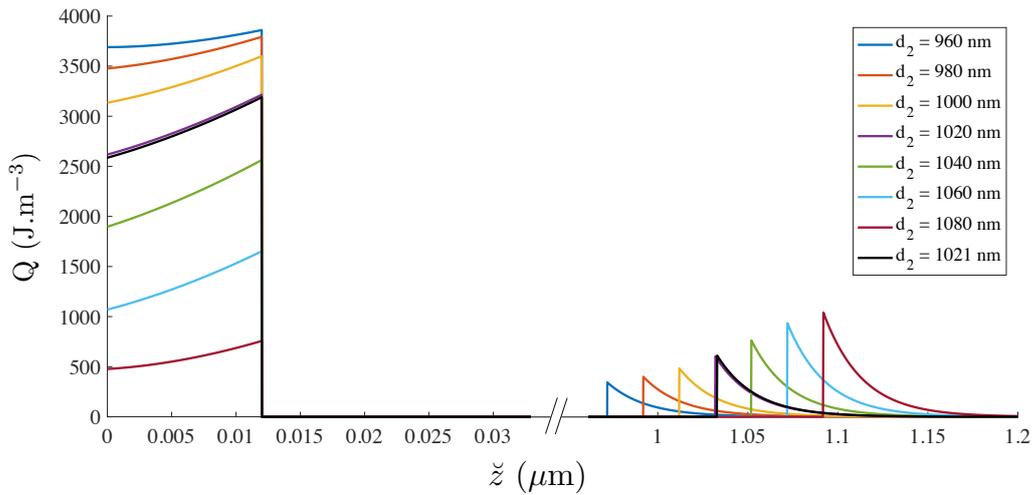


FIGURE 3.22 – Densité d'énergie électromagnétique dans le tri-couche titane (12 nm) - LiF - titane (300 nm) pour différentes épaisseurs de la couche de LiF $d_2 = 960, 980, 1000, 1020, 1021, 1040, 1060, 1080$ nm. \tilde{z} est la coordonnée spatiale relative à la structure.

3.2.5.2 Le gain en amplitude de la structure optimisée

Grâce à la simulation de la variation de réflectivité, le gain en amplitude entre un transducteur mono-couche et tri-couche peut être quantifié. Pour cela, les amplitudes des changements de réflectivité qui correspondent aux épaisseurs des maxima de sensibilité sont tout d'abord comparées à l'amplitude de la variation de réflectivité avec une sensibilité plus faible. Ensuite, les différentes contributions qui composent les variations de réflectivité sont analysées. Puis, le gain est quantifié en comparant la réflectivité dynamique du transducteur tri-couche à celle d'un transducteur mono-couche saphir-titane.

La décomposition du changement de réflectivité du transducteur tri-couche

Dans un premier temps, on s'intéresse à la variation de réflectivité créée dans le transducteur tri-couche pour les épaisseurs $d_2 = 1019$ nm et $d_2 = 1021$ nm. Sur la figure 3.23 on a représenté les changements relatifs de réflectivité en fonction du temps pour les épaisseurs d_2 de 1019 nm (en violet) et 1021 nm (en noir). On les compare sur

la figure 3.23 à la variation de réflectivité relative pour une épaisseur d_2 de 1000 nm représentée en jaune. On peut voir que les réflectivités pour les épaisseurs 1019 nm et 1021 nm ont des amplitudes plus élevées que la réflectivité pour l'épaisseur 1000 nm. Cela est cohérent avec la sensibilité de la mesure qui est moins élevée pour l'épaisseur 1000 nm que pour les épaisseurs 1019 nm et 1021 nm, qui correspondent aux maximas de sensibilité.

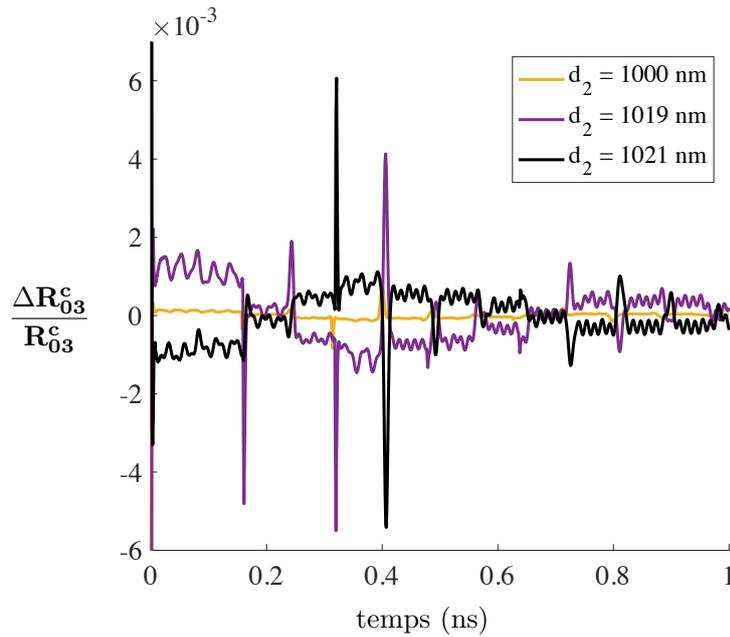


FIGURE 3.23 – Changements relatifs de réflectivité $\Delta R_{03}^c/R_{03}^c$ calculés pour les épaisseurs $d_2 = 1000, 1019, 1021$ nm pour une structure tri-couche titane ($d_1 = 12$ nm) - LiF - titane ($d_3 = 300$ nm) déposée sur un substrat de saphir optiquement et acoustiquement semi-infini.

Les variations de réflectivité, représentées sur la figure 3.23, sont la somme des changements de réflectivité créés par les déformations dans les trois couches du transducteur et par les déplacements des interfaces (cf. section 3.1.3). Afin d'analyser la réflectivité dynamique du transducteur, les variations de réflectivité pour les épaisseurs d_2 de 1019 nm et 1021 nm sont décomposées. Les différentes contributions qui les composent sont tracées sur la figure 3.24. Les changements relatifs de réflectivité provoqués par la variation d'épaisseur de la couche 1 (cf. équation 3.11) et les déformations dans la couche 1 (cf. equation 3.3) sont tracés sur les figures 3.24.a et 3.24.c. Ceux provoqués

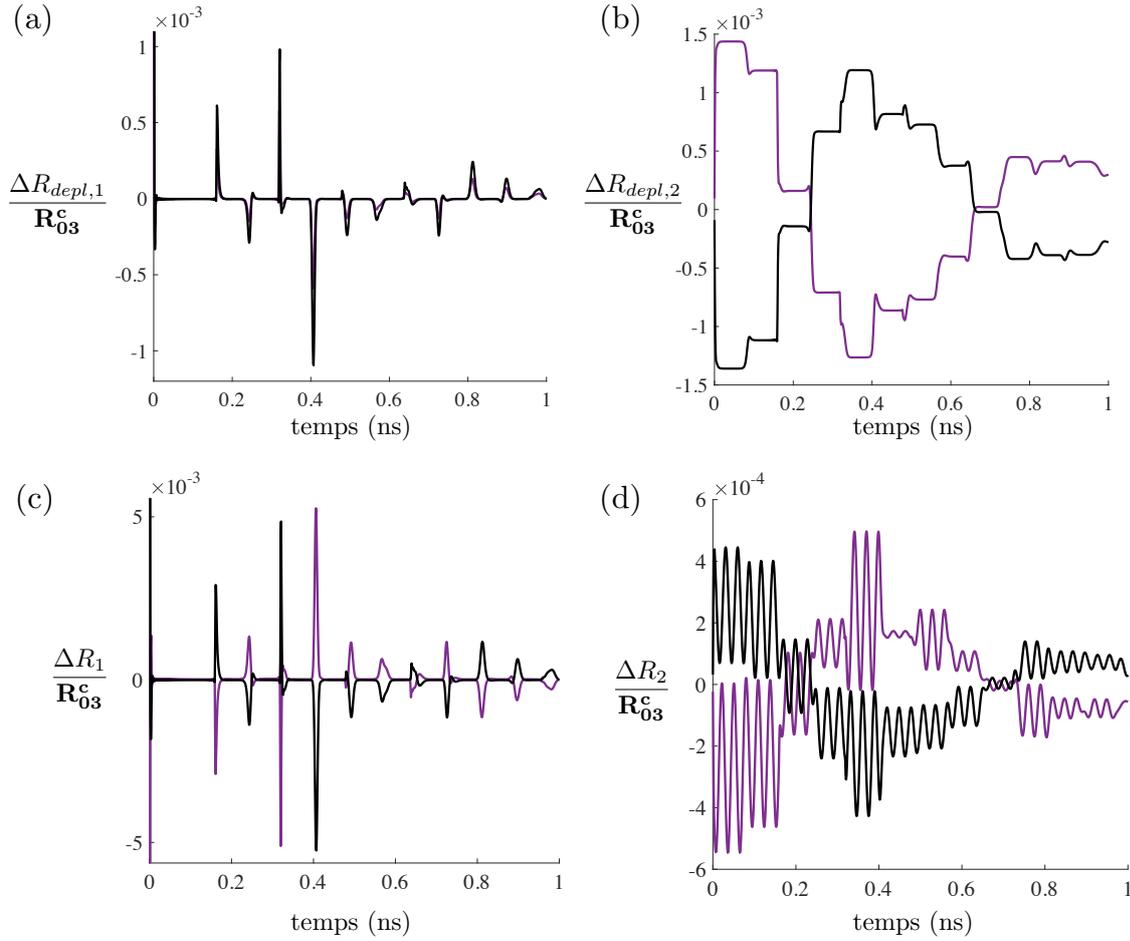


FIGURE 3.24 – a) Changement relatif de réflectivité créé par la variation d'épaisseur de la couche 1 $\Delta R_{depl,1}/\mathbf{R}_{03}^c$; b) Changement relatif de réflectivité créé par la variation d'épaisseur de la couche 2 $\Delta R_{depl,2}/\mathbf{R}_{03}^c$; c) changement relatif de réflectivité réflectométrique dans la couche 1, $\Delta R_1/\mathbf{R}_{03}^c$; d) changement relatif de réflectivité réflectométrique dans la couche 2, $\Delta R_2/\mathbf{R}_{03}^c$ pour deux épaisseurs $d_2 = 1019$ nm (en violet) et $d_2 = 1021$ nm (en noir).

par la variation d'épaisseur de la couche 2 (cf. équation 3.12) et les déformations dans la couche 2 (cf. équation 3.5) sont représentés respectivement sur les figures 3.24.b et 3.24.d. La contribution de la couche 3 $\Delta R_3/\mathbf{R}_{03}^c$ sera analysée ultérieurement.

Dans un premier temps, on remarque que les changements relatifs de réflectivité sur les figures 3.24.b, 3.24.c et 3.24.d s'inversent en passant d'une épaisseur de LiF de 1019 nm à 1021 nm. Seules les variations de réflectivité de la figure 3.24.a ne

s'inversent pas. Cela est cohérent car le calcul exprime la sensibilité de la réflectivité de la structure aux variations de l'épaisseur de la couche 1. La variation de réflectivité n'est alors pas concernée par l'inversion de signe suivant d_2 .

Dans un second temps, les oscillations Brillouin dues à l'interaction élasto-optique dans la couche de LiF, sont visibles sur les changements de réflectivité tracés sur la figure 3.24.d. La variation basse fréquence qui correspond à la résonance de l'ensemble de la structure présente une concavité inversée par rapport à celle des variations de réflectivité de la figure 3.24.b. Cela est dû au signe moins qui est présent dans le calcul de la sensibilité de la réflectivité aux variations de d_2 (cf. équation (3.12)). La variation de réflectivité représentée sur la figure 3.24.b pour l'épaisseur $d_2 = 1021$ nm est semblable à la variation d'épaisseur de la couche de LiF représentée en vert sur la figure 3.18.a avec un facteur d'amplitude 10^3 . Le changement de réflectivité est donc très sensible à la variation d'épaisseur de d_2 . L'amplitude de la variation basse fréquence sur la figure 3.24.d est plus faible que sur la figure 3.24.b. En effet, comme nous pouvons le voir dans les expressions des deux contributions : la contribution réflectométrique dans la couche 2 dépend du coefficient élasto-optique du LiF, qui est inférieur à 1 (cf. équation (3.5)). Ce qui n'est pas le cas pour la contribution issue du déplacement des interfaces (cf. équation (3.12)).

Dans un dernier temps, sur la figure 3.24.c, la variation de réflectivité réflectométrique de la couche 1 a le même profil que le changement de réflectivité créé par la variation d'épaisseur de la couche 1 (cf. figure 3.24.a). En effet, la couche 1 n'est pas suffisamment épaisse pour que les interactions Brillouin puissent avoir lieu. La contribution $\Delta r_{t,1}$ est alors proportionnelle à la respiration de la couche $u_{2/1} - u_{0/1}$ (cf. équation (3.2c)). En outre, la variation de réflectivité sur la figure 3.24.c est plus grande que sur la figure 3.24.a grâce à la dépendance au coefficient élasto-optique du titane $\partial n_{\text{Ti}}/\partial \eta$.

Toutes les contributions des couches 2 et 3 se somment et, en y ajoutant le changement de réflectivité de la couche 3, donnent les changements relatifs de réflectivité représentés sur la figure 3.23. Les échos générés dans la couche 1 ont un

contenu fréquentiel élevé car ce dernier est fortement dépendant de l'épaisseur de la couche. Les outils d'acquisition ne pourront pas être suffisamment résolus en temps pour détecter ces changements de réflectivité haute fréquence. Ainsi, pour comparer les changements relatifs de réflectivité du transducteur tri-couche et d'un transducteur mono-couche on ne prendra pas en compte les contributions relatives à la couche 1 représentées sur les figures 3.24.a et 3.24.c.

La comparaison avec la variation de réflectivité d'un transducteur mono-couche

Les changements relatifs de réflectivité sans les contributions de la couche d_1 , $\Delta R_{03,\text{bis}}^c / R_{03}^c$, sont ensuite comparés au changement de réflectivité d'un mono-couche saphir-titane (300 nm) sur la figure 3.25.a. Les changements relatifs de réflectivité pour les épaisseurs de LiF 1019 nm et 1021 nm sont représentés en violet et en noir. L'agrandissement du changement de réflectivité de la couche de titane $\Delta R_{01} / R_{01}$ est tracé sur la figure 3.25.b. Sur la figure 3.25.a, on peut voir qu'il y a une nette augmentation de l'amplitude de la variation de réflectivité. De plus, les oscillations Brillouin qui correspondent au substrat de saphir ont une amplitude plus importante avec le transducteur tri-couche optimisé. Cela s'explique par la proximité du minimum de réflectance de la structure R_{03}^c comme expliqué dans la section 1.2.3.4. En comparant les variations de réflectivité de la figure 3.25.a à celles de la figure 3.23, on constate que les arrivées haute fréquence et de grande amplitude à 0,3 ns et 0,4 ns ne sont plus visibles. Elles résultaient donc de la variation d'épaisseur de la couche 1. Il reste néanmoins sur la figure 3.25.a des échos de haute fréquence qui proviennent de la variation de réflectivité provoquée par les déformations dans la couche 3 et qui sont créés par absorption dans la couche 1. Expérimentalement, les arrivées des ondes de hautes fréquences dues à la génération dans la couche 1, comme celles indiquées par la flèche verte, ne seront pas détectées. Les trois premières arrivées d'ondes à l'interface entre la couche 2 et la couche 3 sont indiquées par les flèches de couleur. La flèche rouge marque l'arrivée de l'onde qui a été générée sous la surface de la couche 3 (Ti) et qui a fait un aller-retour dans la couche 3. La flèche verte indique l'arrivée de l'onde qui a été générée dans la couche 1 et qui a traversé la couche 2 (LiF). La flèche

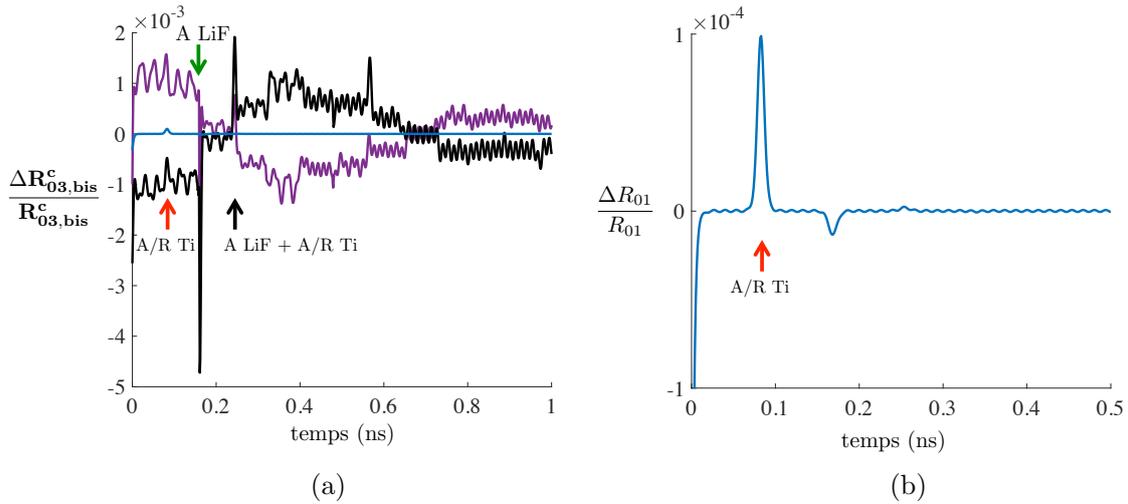


FIGURE 3.25 – a) Changements relatifs de réflectivité $\frac{\Delta R_{03,bis}^c}{R_{03,bis}^c}$ du transducteur tri-couche pour $d_2 = 1019$ nm et $d_2 = 1021$ nm ; b) changement relatif de réflectivité $\frac{\Delta R_{01}}{R_{01}}$ d'un transducteur mono-couche saphir-titane avec une couche de titane d'épaisseur 300 nm. Les faisceaux pompe et sonde sont dans une configuration unilatérale.

noire correspond à l'arrivée de l'onde issue de la couche 1 et qui a fait un aller-retour dans la couche 3 après avoir traversé la couche 2. Ce dernier écho dure plus longtemps que l'écho qui n'a fait qu'un aller-retour dans la couche de LiF. Il sera alors plus susceptible d'être visible expérimentalement.

La quantification du gain

Comme indiqué dans la section 3.2.4.3, les échos qui nous intéressent sont ceux qui ont rencontré la surface libre du transducteur. Les deux contributions qui vont nous permettre de quantifier le gain en amplitude par rapport à un transducteur mono-couche sont celles des changements de réflectivité de la couche 3, Δr_3 , et de la couche 2. Ce dernier est la somme de la variation de réflectivité créée par la variation d'épaisseur $\Delta r_{depl,2}$ (cf. équation (3.12)) et de la composante du changement de réflectivité réflectométrique créé par les variation d'épaisseur de la couche d_2 , $\Delta r_{t,2}$ (cf. équation (3.4c)). Nous allons analyser séparément ces contributions.

La contribution de la couche 3 est représentée sur la figure 3.26 pour les épaisseurs de

3.2. L'OPTIMISATION DE LA STRUCTURE

LiF de 1019 nm et 1021 nm. Elle est comparée au changement relatif de réflectivité d'un transducteur mono-couche saphir-titane (300 nm). La réflectivité de la structure est

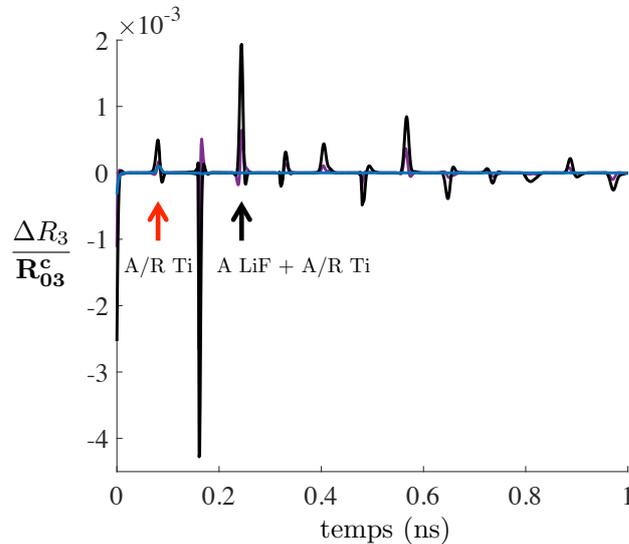


FIGURE 3.26 – Comparaison du changement relatif de réflectivité de la couche 3 pour les deux épaisseurs de LiF $d_2 = 1019$ nm (en violet) et $d_2 = 1021$ nm (en noir) avec en bleu le changement de réflectivité du transducteur saphir-titane (300 nm).

sensible aux variations d'épaisseur de la couche 2 et les inversions des changements de réflectivité s'effectuent selon d_2 . Donc, comme attendu, les changements de réflectivité de la couche 3 pour les épaisseurs de 1019 et 1021 nm ne s'inversent pas sur la figure 3.26. Les agrandissements des deux échos d'intérêt de la couche 3 sont représentés sur les figures 3.27.a et 3.27.b. Sur la figure 3.25.b l'amplitude du premier écho détecté pour le transducteur mono-couche (flèche rouge) est de $8,75 \cdot 10^{-5}$. Ainsi, sur la figure 3.27.a, le gain en amplitude entre le transducteur mono-couche et tri-couche pour le premier écho est de 1,7 pour $d_2 = 1019$ nm et de 5 pour $d_2 = 1021$ nm. Pour le deuxième écho, représenté sur la figure 3.27.b, le gain est de 6 pour $d_2 = 1019$ nm et de 19 pour $d_2 = 1021$ nm. La variation des profils du changement relatif de réflectivité provoqué par les échos acoustiques pour 1019 nm et 1021 nm, sur les figures 3.27.a et b, est liée à la présence de la cavité. Deux raisons non complètement élucidées lors de la rédaction pourraient expliquer ces deux profils. La première est le changement d'épaisseur qui peut modifier la phase du coefficient de transmission de la cavité. La seconde laisse penser que le calcul n'est pas complet. Un calcul plus

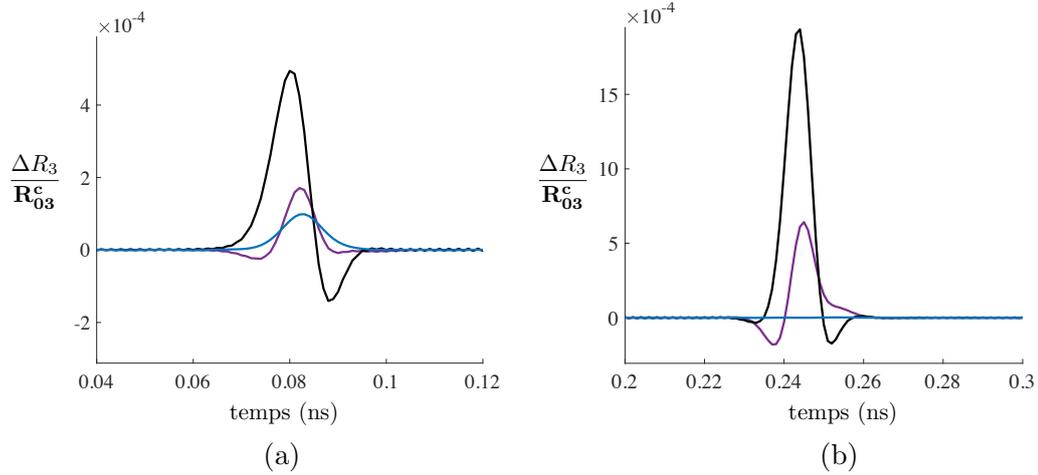


FIGURE 3.27 – a) Agrandissement du changement relatif de réflectivité provoqué par l'écho issu de la couche 3 et qui a fait un aller-retour dans la couche 3 ; b) agrandissement du changement relatif de réflectivité provoqué par l'écho issu de la couche 1 et qui a fait un aller dans la couche 2 et un aller-retour dans la couche 3 pour une couche de LiF d'épaisseur $d_2 = 1019$ nm (en violet) et $d_2 = 1021$ nm (en noir). En bleu, le changement relatif de réflectivité dans un transducteur mono-couche saphir-titane (300 nm).

physique pour la contribution de la couche 3 doit prendre en compte la modification dynamique de la cavité causée par le déplacement de l'interface entre les couches 2 et 3.

Analysons maintenant les contributions de la couche 2. La contribution $\Delta r_{t,2}$ est tracée sur la figure 3.28 et est comparée au changement relatif de réflectivité d'un transducteur mono-couche saphir-titane (300 nm). Sur la figure 3.28, la somme des contributions de la couche 2 est tracée en pointillés avec celle due uniquement à la variation d'épaisseur de la couche 2 représentée en trait plein. On remarque que l'amplitude des courbes en trait continu est plus grande que celle des courbes en pointillés. La prise en compte de la contribution $\Delta r_{t,2}$ de la variation de réflectivité réflectométrique diminue le gain en amplitude. Pour le changement relatif de réflectivité représenté en pointillés sur la figure 3.28, la marche qui correspond à l'arrivée du premier écho est deux fois plus grande que l'écho détecté avec le transducteur mono-couche pour $d_2 = 1019$ nm et pour $d_2 = 1021$ nm. Pour la deuxième onde acoustique d'intérêt, le gain est de 7,4 pour $d_2 = 1019$ nm et de 6,8 pour $d_2 = 1021$ nm. Ainsi, comme on l'a vu précédemment l'épaisseur d_2 de 1021 nm permet d'obtenir

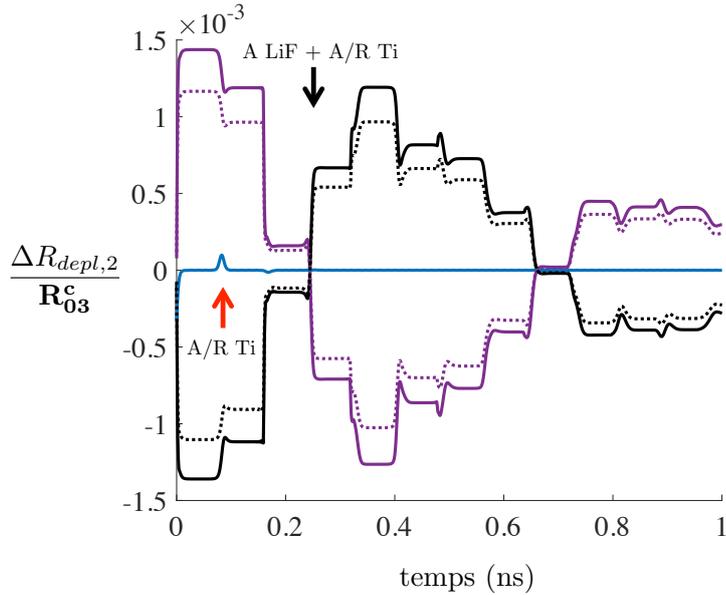


FIGURE 3.28 – Comparaison du changement relatif de réflectivité de la couche 2 pour les deux épaisseurs de LiF $d_2 = 1019$ nm (en violet) et $d_2 = 1021$ nm (en noir) avec en bleu le changement relatif de réflectivité du transducteur saphir-titane (300 nm). Les courbes en pointillés représentent la somme des changements de réflectivité réflectométrique et provoqué par la variation d'épaisseur : $\Delta r_{depl,2} + \Delta r_{t,2}$. Les courbes en trait plein représentent seulement le changement de réflectivité provoqué par la variation d'épaisseur : $\Delta r_{depl,2}$.

la meilleure augmentation d'amplitude pour les changements relatifs de réflectivité de la couche 3. La contribution de la couche 2 représentée sur la figure 3.28 pour l'épaisseur d_2 de 1021 nm a le même gain en amplitude que pour l'épaisseur d_2 de 1019 nm. L'épaisseur de LiF de 1021 nm est alors choisie pour optimiser le transducteur tri-couche.

Néanmoins, il est également remarquable sur la figure 3.26, que le deuxième écho issu de la couche 1 (flèche noire) a une amplitude plus importante que la première arrivée. Cela est dû à la densité d'énergie électromagnétique qui est cinq fois plus grande dans la couche 1 que dans la couche 3 comme le montre la figure 3.29 où sont représentées la densité d'énergie dans le transducteur tri-couche pour $d_2 = 1021$ nm (en bleu) et dans le transducteur mono-couche (en orange). La densité d'énergie dans la

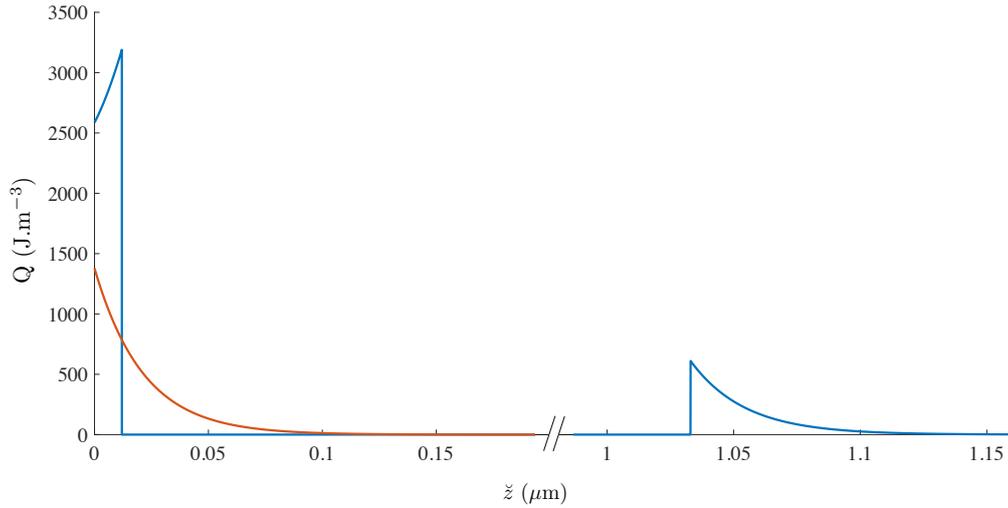


FIGURE 3.29 – Densité d'énergie électromagnétique dans un transducteur tri-couche titane (12 nm) - LiF (1021 nm) - titane (300 nm) déposé sur un substrat de saphir optiquement et acoustiquement semi-infini, en bleu, et dans un transducteur mono-couche saphir-titane (300 nm), en orange. \check{z} est la coordonnée relative aux transducteurs et qui a pour origine l'interface entre le saphir et le titane.

couche 1 est 2,3 fois plus grande que la densité dans le transducteur mono-couche alors que celle dans la couche 3 est 2,25 fois plus faible. La présence d'une fine couche de titane génère des ondes de grandes amplitudes qui, après avoir rencontré la surface libre du transducteur, entraînent une variation importante de la réflectivité du multicouche. Cependant, dans la simulation la diffusion thermique n'est pas prise en compte. Or, le substrat de saphir est un très bon diffuseur thermique. Par conséquent, on aura expérimentalement une élévation de température moins élevée dans la couche 1. La différence d'amplitude entre les ondes engendrées dans la couche 1 et dans la couche 3 sera moindre.

3.2.5.3 La limite de l'optimisation

La minimisation de la réflectance de la cavité pour maximiser la sensibilité n'est pas sans conséquence sur le calcul du changement de réflectivité total donné dans la section 3.1.3 :

$$\Delta R = |\mathbf{r}_{03}^c + \Delta r|^2 - |\mathbf{r}_{03}^c|^2, \quad (3.18)$$

où Δr est la variation de réflectivité provoquée par les perturbations acoustiques. Si nous augmentons l'intensité du faisceau pompe tout en minimisant la réflectance de la structure $|\mathbf{r}_{03}^c|^2$ pour l'optimisation, $|\Delta r|^2$ peut ne plus être petit devant $|\mathbf{r}_{03}^c|^2$. L'approximation effectuée dans la section 1.2.1.4, conduisant à une dépendance linéaire de ΔR à Δr , n'est plus valable et une non-linéarité en fonction de l'intensité du faisceau pompe apparaît ¹.

Pour visualiser cette non-linéarité, on calcule sans approximation le changement relatif de réflectivité au cours du temps pour différentes intensités du faisceau pompe $I_0 = 15; 30; 60; 120; 240; 300 \text{ J.m}^{-2}$. La géométrie de la structure tri-couche est optimisée pour avoir un maximum de sensibilité de la mesure relative aux perturbations acoustiques ($d_1 = 12 \text{ nm}$ et $d_2 = 1021 \text{ nm}$). La longueur d'onde du faisceau sonde est de 515 nm et du faisceau pompe est de 1030 nm . Les changements relatifs de réflectivité obtenus sont tracés sur la figure 3.30 pour les différentes intensités incidentes. Pour les trois premières intensités, le changement de réflectivité augmente proportionnellement à l'intensité incidente. À partir de 120 J.m^{-2} , la variation de réflectivité n'est plus proportionnelle à l'intensité et sa concavité s'inverse pour les intensités 240 J.m^{-2} et 300 J.m^{-2} . Cela interpelle car la géométrie de la structure n'a pas été modifiée. Les déplacements des interfaces ne dépassent pas la dizaine de picomètres. Ils ne sont pas suffisamment importants pour avoir un impact sur la sensibilité de la mesure par modification de la cavité. En outre, l'intensité du faisceau pompe n'intervient pas dans le calcul de la sensibilité de la mesure aux perturbations acoustiques.

Sur la figure 3.30, les amplitudes des oscillations Brillouin et la variation basse fréquence due à la respiration de la couche de LiF augmentent en amplitude quand l'intensité croît. En effet, l'amplitude de la densité d'énergie électromagnétique et des déplacements générés augmente linéairement avec l'intensité, comme on peut le voir sur les figures 3.31 et 3.32, où sont tracées respectivement la densité d'énergie électromagnétique et la respiration de la couche de LiF pour les différentes intensités du faisceau pompe. Cette variation linéaire avec l'intensité indique bien que la

1. On rappelle que Δr varie linéairement avec I .

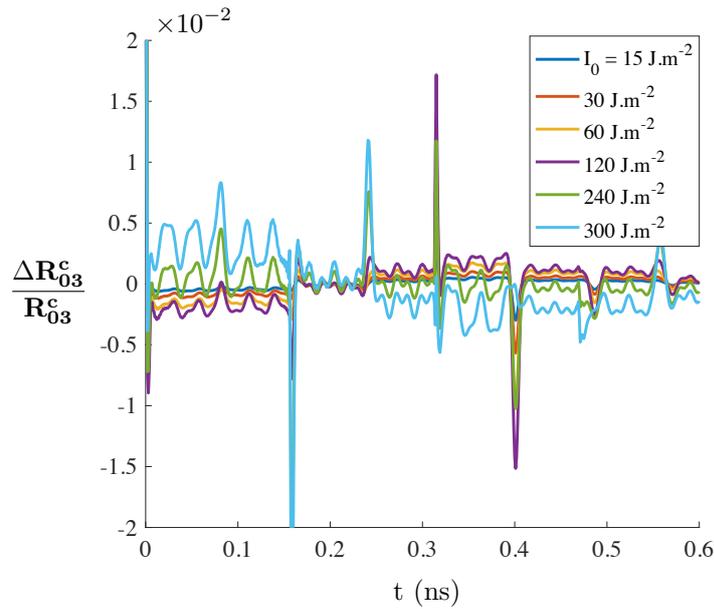


FIGURE 3.30 – Changement relatif de réflectivité $\Delta R_{03}^c/R_{03}^c$ dans une structure tri-couche composée d'une couche de titane de 12 nm, d'une couche de LiF de 1021 nm et d'une couche de 300 nm de titane. Les calculs sont effectués pour un faisceau sonde de 515 nm, un faisceau pompe de 1030 nm et pour différentes intensités du faisceau pompe $I_0 = 15; 30; 60; 120; 240; 300 \text{ J.m}^{-2}$.

non-linéarité n'est pas due à la génération des ondes acoustiques. La non-linéarité a lieu quand le coefficient de réflectivité de la structure est minimisé et que l'intensité du faisceau pompe est suffisamment importante pour créer des variations de réflectivité qui ne sont plus négligeables devant la réflectivité statique du multicouche. On représente sur la figure 3.33 les changements relatifs de réflectivité pour les mêmes épaisseurs que la partie 3.2.5.1 et pour un faisceau pompe d'intensité de 300 J.m^{-2} . Sur la figure 3.33.a, les changements relatifs de réflectivité pour les épaisseurs autres que 1019 nm et 1021 nm ont une augmentation d'amplitude d'un facteur 10 par rapport aux variations de réflectivité de la figure 3.20 correspondant à un faisceau pompe de 30 J.m^{-2} . Sur la figure 3.33.b, les changements relatifs de réflectivité pour les maxima de sensibilité de la mesure avec d_2 égal à 1019 et 1021 nm sont représentés. L'amplitude de la variation de réflectivité pour $d_2 = 1019 \text{ nm}$ augmente linéairement par rapport aux autres épaisseurs mais pas pour $d_2 = 1021 \text{ nm}$. Ce qui n'était pas le cas pour les calculs de variations de réflectivité pour 30 J.m^{-2} tracés sur la figure 3.23.

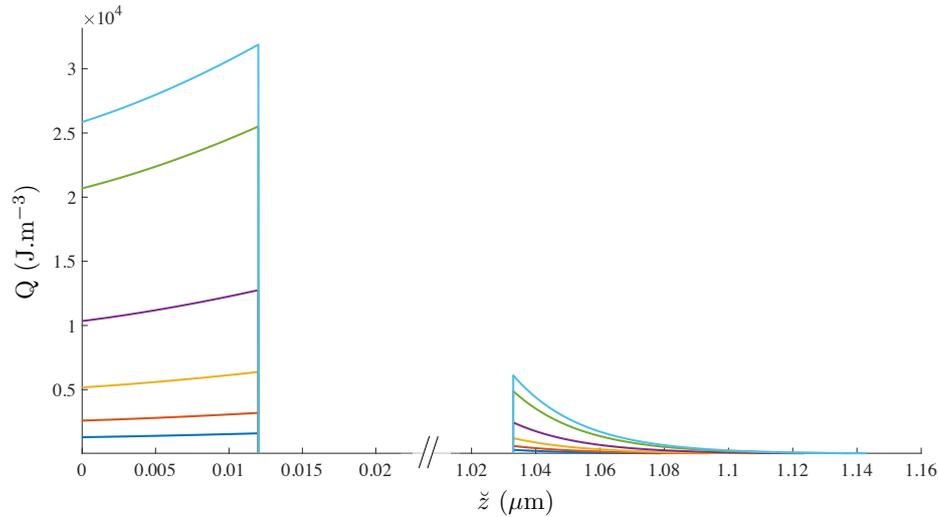


FIGURE 3.31 – Densité d'énergie électromagnétique dans les couches 1 et 3 pour différentes intensités du faisceau pompe $I_0 = 15; 30; 60; 120; 240; 300 \text{ J.m}^{-2}$. z est la coordonnées spatiale relative à la structure.

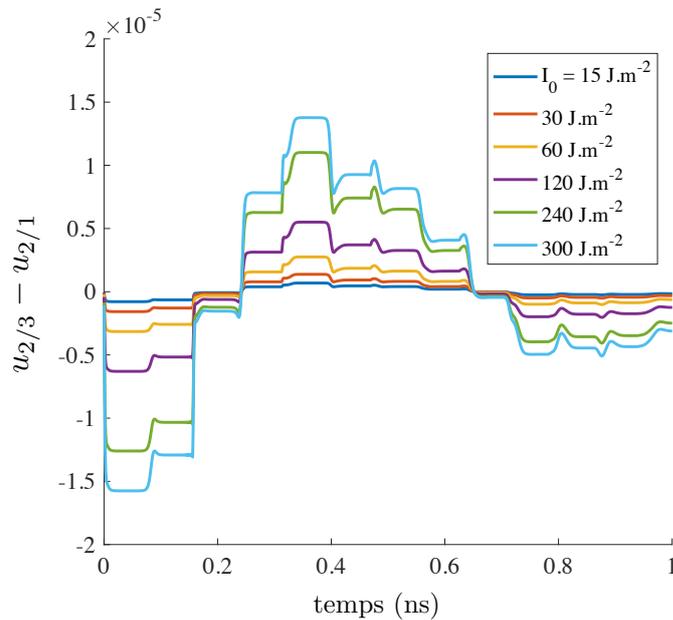


FIGURE 3.32 – Respiration de la couche de LiF au cours du temps pour différentes intensités du faisceau pompe $I_0 = 15; 30; 60; 120; 240; 300 \text{ J.m}^{-2}$.

En effet, pour 1021 nm, on constate que la valeur de la réflectance \mathbf{R}_{03}^c est de $1,09 \cdot 10^{-4}$ et le coefficient de réflexion \mathbf{r}_{03}^c est de $0,0046 - j0,0094$. Il y a donc très peu

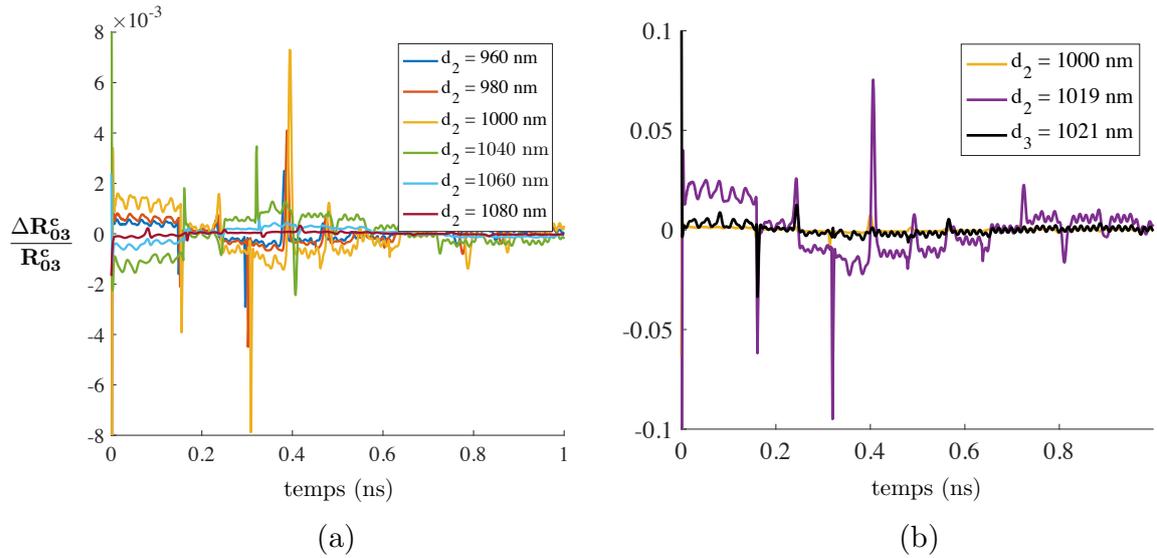


FIGURE 3.33 – a) Changements relatifs de réflectivité du transducteur tri-couche pour une intensité de faisceau pompe $I_0 = 300 \text{ J.m}^{-2}$ et pour les épaisseurs $d_2 = 960; 980; 1000; 1040; 1060; 1080 \text{ nm}$; b) changements relatifs de réflectivité du transducteur tri-couche pour une intensité de faisceau pompe $I_0 = 300 \text{ J.m}^{-2}$ et pour les épaisseurs $d_2 = 1000; 1019; 1021 \text{ nm}$.

d'intensité lumineuse réfléchié et l'amplitude moyenne de la variation du coefficient de réflexion Δr est de l'ordre de $0,0023 + j0,0072$. Δr n'est plus très petit devant \mathbf{r}_{03}^c . Il faudra donc veiller à prendre des intensités de faisceau pompe peu élevées lors des simulations pour 1021 nm pour rester dans le domaine linéaire du calcul de ΔR . Expérimentalement nous pourrions avoir le même phénomène. Cependant, on verra dans la suite qui traite des expérimentations que la précision des dépôts ne permettra pas d'atteindre une sensibilité optimale.

3.2.6 Conclusion

Dans cette seconde partie, nous avons présenté le processus d'optimisation d'un transducteur tri-couche composé d'une couche de LiF comprise entre deux couches de titane. L'analyse de l'influence des épaisseurs de la couche de titane et de la couche de LiF a permis de mettre en avant le couplage des deux cavités et d'étudier la variation de la réflectance de la structure. Il a ainsi été montré que la sensibilité de la mesure est fonction de l'épaisseur de la couche de LiF. Pour déterminer l'épaisseur optimale, nous avons étudié l'effet de la cavité sur le faisceau pompe et les dépôts d'énergie électromagnétique résultants. Deux épaisseurs ont été sélectionnées pour la couche de LiF. Elles permettent d'avoir une génération d'ondes acoustiques et une sensibilité du changement relatif de réflectivité aux perturbations acoustiques optimales. Pour finaliser le choix de l'épaisseur, la chronométrie des ondes acoustiques qui arrivent aux interfaces a été utilisée. Suite à cela, les épaisseurs des couches du transducteur qui permettent d'obtenir une meilleure sensibilité de la mesure sont de 12 nm pour la couche semi-transparente de titane et de 1021 nm pour la couche transparente de LiF.

Dans un second temps, les changements de réflectivité du transducteur tri-couche ont été calculés pour différentes épaisseurs de LiF afin d'étudier la cohérence entre la sensibilité du changement relatif de réflectivité et l'évolution de l'amplitude du changement relatif de réflectivité. Puis, les changements relatifs de réflectivité ont aussi été calculés pour les deux maxima de sensibilité. Le gain en amplitude par rapport au changement de réflectivité d'un transducteur mono-couche saphir-titane a pu être quantifié. Il est apparu qu'à puissance de pompe égale l'amplitude du changement relatif de réflectivité peut être amplifiée d'un facteur 6. Il est donc possible d'obtenir, à dépôt d'énergie moindre dans la couche de titane opaque, une augmentation de l'amplitude de la variation de la réflectivité. De plus, l'ajout d'une couche fine de titane permet la création d'une onde de forte amplitude qui pourrait être utilisée en complément de l'onde générée dans la couche de titane opaque. Enfin, la limite de l'optimisation de la structure a été étudiée et a mis en lumière une non-linéarité du calcul de ΔR . Cette non-linéarité est due à un coefficient Δr qui n'est plus suffisamment petit devant la réflectivité statique r_{03}^c de la structure. Par conséquent, l'intensité du faisceau pompe serait à limiter dans la configuration de

sensibilité optimale. Toutefois, il est techniquement difficile de déposer les couches avec une précision suffisante pour se retrouver dans cette situation de non-linéarité.

3.3 Conclusion du chapitre

La première partie du chapitre a traité de la modélisation de la détection dans une structure tri-couche. Le calcul est scindé en deux parties : une partie réflectométrique et une partie provoquée par la variation d'épaisseur des couches de la structure. Dans les calculs de détection opto-acoustique, les variations au cours du temps des coefficients de réflexion et de transmission des couches sont prises en compte dans les expressions des changements de réflectivité. Les changements de réflectivité dépendent donc des épaisseurs des couches du transducteur tri-couche, c'est-à-dire du déplacement des interfaces, et des matériaux utilisés.

Dans une seconde partie, on a exposé la méthode d'optimisation du transducteur tri-couche. Dans un premier temps, on a sélectionné les matériaux qui composent les couches à partir d'arguments optiques pour optimiser le facteur de qualité de la cavité optique. Les deux couches métalliques ont ainsi été choisies en titane et on a sélectionné le fluorure de lithium (LiF) pour la couche transparente. Le tout est déposé sur un substrat de saphir. Ainsi, le transducteur conserve sa biocompatibilité et évacue efficacement la chaleur. Dans un deuxième temps, nous avons étudié le couplage optique des deux cavités formées par les couches semi-transparente et transparente. L'étude de la réflectance et de la sensibilité du changement de réflectivité aux variations d'épaisseur de la couche transparente a montré que la sensibilité est maximale pour une seule épaisseur de la couche semi-transparente et pour plusieurs épaisseurs de la couche transparente. Ensuite, on a déterminé l'épaisseur de la couche transparente à partir d'arguments optiques et acoustiques. En effet, il faut que l'épaisseur corresponde à une densité d'énergie optimale, qu'elle ne soit pas trop épaisse pour rester dans l'hypothèse d'une absence de diffraction optique et acoustique et que les ondes acoustiques qui arrivent aux interfaces des couches soient bien distinctes temporellement. Au regard des critères optiques et acoustiques, il est apparu que les épaisseurs optimales pour une bonne sensibilité sont de 12 nm pour la couche semi-transparente de titane et de 1021 nm pour la couche transparente de LiF.

Dans un dernier temps, on a calculé le changement de réflectivité associé à la couche

de titane pour déterminer le gain d'amplitude théorique qu'on peut avoir entre le transducteur tri-couche et le transducteur mono-couche habituellement utilisé. Tout d'abord, on a vérifié la cohérence entre l'évolution de l'amplitude de la variation de réflectivité et celle de la sensibilité de la mesure à la variation d'épaisseur de la couche de LiF. Ensuite, dans l'optique d'étudier le gain en amplitude entre le transducteur tri-couche et le transducteur mono-couche, on a examiné les différentes contributions au changement de réflectivité. Les changements de réflectivité créés par les ondes acoustiques issues de l'échauffement de la couche semi-transparente de titane ne peut pas être détectés par le matériel d'acquisition. On ne considère alors dans le calcul de la réflectivité dynamique que les contributions réflectométriques de la couche transparente du LiF et de la couche opaque de titane, et la contribution provoquée par la variation d'épaisseur de la couche transparente de LiF. Puis, nous avons comparé la variation de réflectivité du transducteur tri-couche à celle d'un transducteur mono-couche saphir-titane. Un gain d'amplitude de 5 est obtenu. Des ondes acoustiques de plus grande amplitude sont générées dans la couche fine de titane. Elles pourraient être utilisées en complément des ondes générées dans la couche opaque de titane. Enfin, nous avons mis en avant une non-linéarité de ΔR due à l'optimisation de la sensibilité de la mesure. Cette non-linéarité ne sera néanmoins pas attendue expérimentalement car elle n'existe que pour une cavité optimale très difficilement réalisable.

Troisième partie

Résultats expérimentaux

Chapitre 4

Le dispositif expérimental et la caractérisation du transducteur tri-couche

Nous avons fabriqué le transducteur tri-couche optimisé au chapitre précédent. Afin de pouvoir comparer les mesures avec les résultats du modèle de prédiction développé dans les chapitres 2 et 3, il est nécessaire de déterminer les caractéristiques effectives de ce transducteur. Ainsi, ce quatrième chapitre a pour vocation de décrire les étapes de cette caractérisation. Il présentera tout d'abord le dispositif expérimental utilisé ainsi que le principe de l'échantillonnage hétérodyne. Ensuite, la méthode de caractérisation des transducteurs tri-couches sera exposée. Les épaisseurs des couches du transducteur et leurs coefficients élasto-optiques seront ainsi estimés à l'aide de la confrontation des mesures à des simulations.

Sommaire

4.1	Le dispositif expérimental	168
4.1.1	Le montage pompe-sonde asynchrone	168
4.1.2	La fabrication des échantillons	174
4.1.3	Conclusion	175
4.2	La caractérisation d'un transducteur tri-couche	177
4.2.1	La mesure en transmission	178
4.2.2	La mesure en réflexion	185
4.2.3	Conclusion	191
4.3	Conclusion du chapitre	192

4.1 Le dispositif expérimental

En acoustique picoseconde, c'est le retard entre l'arrivée de l'impulsion pompe et celle de l'impulsion sonde sur le transducteur, appelé « retard pompe-sonde », qui permet de reconstituer la réponse temporelle acoustique de la structure. Ce retard peut être contrôlé de deux façons par deux dispositifs distincts. Le premier dispositif est un banc pompe-sonde homodyne. Un unique faisceau laser est scindé en deux pour obtenir les impulsions pompe et sonde. Le retard entre les impulsions est contrôlé en modifiant le chemin optique parcouru par l'impulsion sonde à l'aide d'une ligne à retard. Grâce à la résolution des platines de translation, il est possible d'obtenir une résolution de retard pompe-sonde de l'ordre de la femtoseconde. Seule la durée des impulsions limite la résolution temporelle d'un tel système. Cependant, l'utilisation d'une ligne à retard peut altérer les signaux acquis. Le déplacement de la platine peut défocaliser le faisceau sonde sur l'échantillon, déplacer le pointé du faisceau ou encore induire des vibrations basse fréquence qui se traduisent par des artefacts sur la mesure. Le deuxième dispositif est un banc optique hétérodyne basé sur deux sources lasers dont les cavités sont asservies en fréquence. Les impulsions pompe et sonde ont des fréquences de répétition légèrement différentes, et arrivent avec un décalage temporel sur la structure, sans risque de modification du pointé ou de la focalisation. Bien que la résolution temporelle diminue en passant de la femtoseconde à la picoseconde, l'échantillonnage hétérodyne est plus adapté à l'imagerie en terme de temps de mesure [63, 64]. Ainsi, dans cette première partie, nous allons tout d'abord expliquer le fonctionnement de l'échantillonnage hétérodyne. Ensuite, nous présenterons le montage asynchrone utilisé pour les mesures. Puis, nous décrirons succinctement le protocole de fabrication des échantillons multicouches.

4.1.1 Le montage pompe-sonde asynchrone

Le dispositif asynchrone utilisé au laboratoire est le fruit d'une collaboration en 2005 entre l'Institut de Mécanique et d'Ingénierie (I2M) et le Laboratoire d'Ondes et Matière d'Aquitaine (LOMA). Il a fait l'objet d'un dépôt de brevet publié en 2010 [65] et a été le sujet en 2013 de la thèse d'A. Abbas [63]. Le montage optique possède une double source t-Pulse Duo fournie par la société Amplitude-Système. Elle est composée

de deux cavités optiques de géométries identiques possédant le même milieu amplificateur Yb :KYW qui émet dans l'infrarouge à la longueur d'onde 1030 nm. Après être passé dans un cristal doubleur, le laser sonde a une longueur d'onde de 515 nm. La durée des impulsions pompe et sonde rapportée par A. Abbas est de 330 fs et 430 fs, respectivement [63].

4.1.1.1 L'échantillonnage hétérodyne

La fréquence de répétition des cavités optiques est de 48 MHz soit une période de 21 ns. Les deux cavités sont décalées d'une fréquence de battement Δf par un asservissement des longueurs des cavités optiques. Ainsi, la cavité sonde (cavité dite maître) est de fréquence de répétition f . La cavité pompe (cavité dite esclave) est asservie en fréquence à la fréquence de répétition $f + \Delta f$ grâce à deux miroirs mobiles. Un des miroirs de la cavité est placé sur une platine de translation actionnée par un servomoteur à courant continu. Il permet de modifier la longueur de cavité. L'autre miroir est disposé sur un cristal piézoélectrique et asservi plus finement la cavité à la fréquence $f + \Delta f$ souhaitée. Le maintien de la fréquence de battement Δf est assuré par un dispositif électronique d'asservissement en fréquence. Il diminue la valeur moyenne des fluctuations de Δf responsables du décalage aléatoire des impulsions sondes par rapport aux impulsions pompes et de la dégradation de la résolution temporelle de la mesure.

Le principe de l'échantillonnage hétérodyne est représenté sur la figure 4.1. Les impulsions pompe et sonde arrivent décalées sur le transducteur avec une fréquence de battement Δf de l'ordre de 960 Hz. Les périodes T_p et T_s sont respectivement les périodes entre deux impulsions pompe et deux impulsions sonde. On appelle « coïncidence », le moment où les deux impulsions arrivent en même temps sur le transducteur. L'échantillonnage de la réponse transitoire s'effectue pendant la période de battement T_{bat} entre deux coïncidences. À partir de la coïncidence, le décalage fréquentiel entre la pompe et la sonde induit un retard contrôlé entre les impulsions pompes et les impulsions sondes. À chaque impulsion pompe, le retard pompe-sonde s'accroît d'un retard $\delta T = T_s - T_p$. δT est relié à la fréquence f et à la fréquence de battement Δf par la

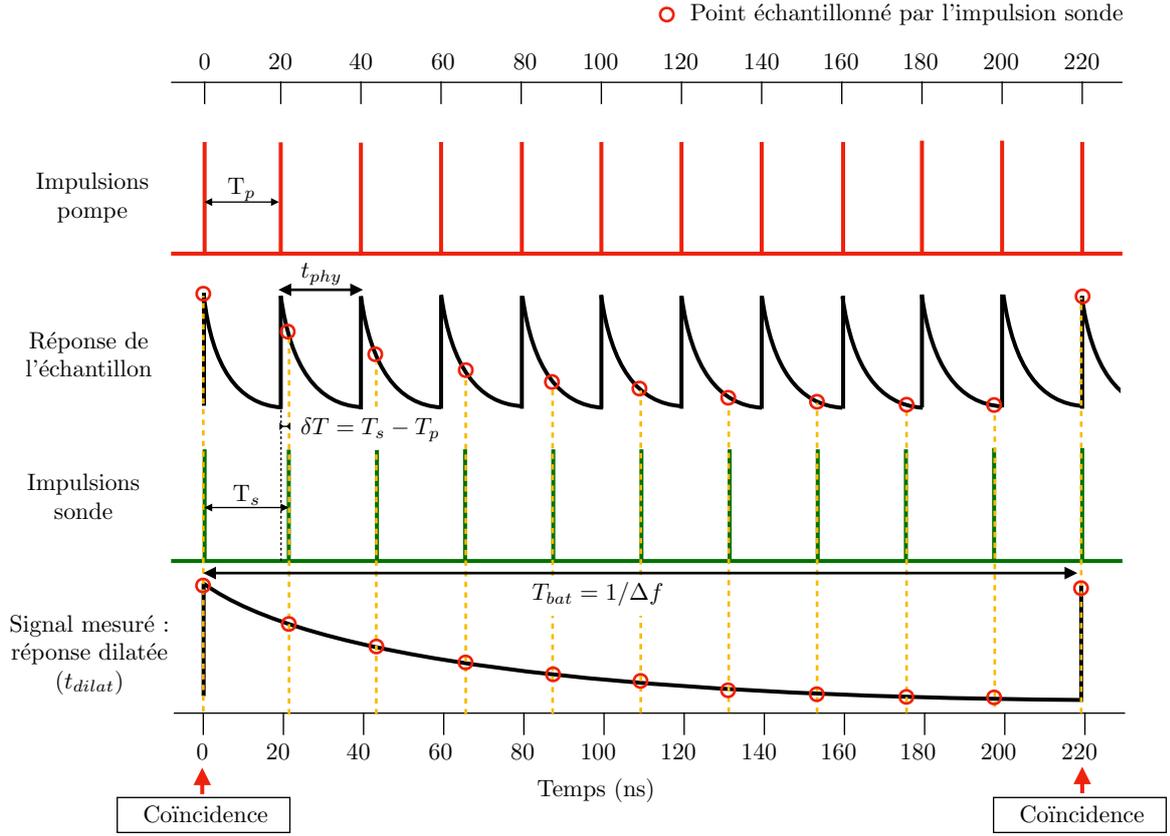


FIGURE 4.1 – Échantillonnage hétérodyne du dispositif asynchrone. L'impulsion pompe de fréquence de répétition $f + \Delta f$ engendre une perturbation transitoire à la surface du transducteur sur une échelle de temps physique, t_{phy} . À partir de la coïncidence, l'impulsion sonde de fréquence de répétition f , échantillonne la réponse transitoire avec un retard pompe-sonde qui s'incrémente. Une réponse dilatée en temps est mesurée pendant une période de battement $T_{bat} = 1/\Delta f$. L'échelle de temps de la mesure est dilatée et se note t_{dilat} . Le schéma est inspiré de la thèse d'A. Abbas [63].

relation :

$$\delta T = \frac{\Delta f}{f(f + \Delta f)}. \quad (4.1)$$

L'échantillonnage est comparable à un effet stroboscopique qui permet de figer, ralentir ou décomposer un phénomène périodique. Le signal échantillonné est obtenu sur une échelle de temps dilatée t_{dilat} . Pour obtenir le temps physique de la réponse transitoire t_{phy} , la relation suivante qui lie t_{dilat} et t_{phy} est utilisée :

$$t_{phy} = \frac{\Delta f}{f + \Delta f} t_{dilat}. \quad (4.2)$$

L'acquisition complète de la perturbation optique transitoire nécessite le temps

d'une période de battement T_{bat} . Ainsi, l'accroissement de la fréquence de battement Δf réduit le temps d'acquisition.

4.1.1.2 Le banc optique

Le dispositif expérimental est représenté sur la figure 4.2. Il est composé d'un dispositif hétérodyne couplé à un microscope optique. Le transducteur est posé sur deux platines de translation motorisées micrométriques qui se déplacent dans le plan orthogonal aux objectifs orienté par les axes $O\vec{x}$ et $O\vec{y}$.

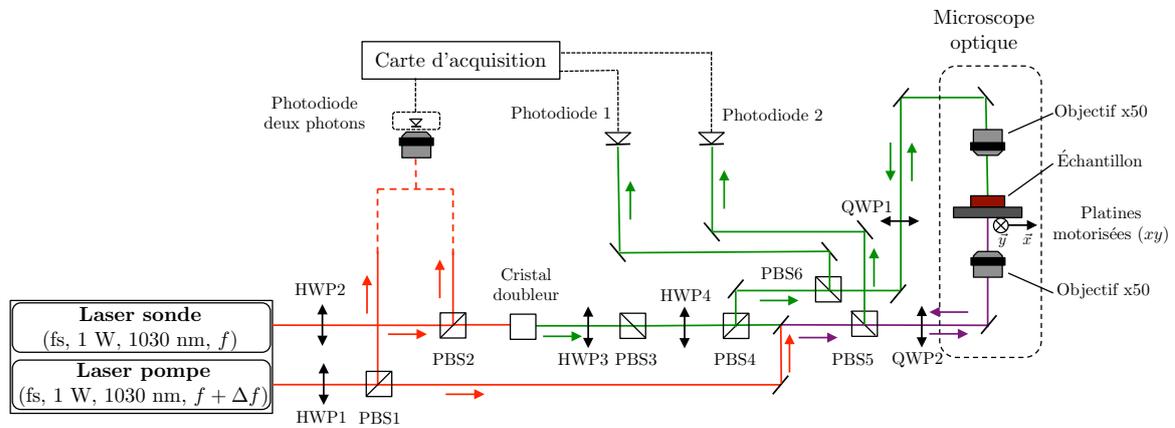


FIGURE 4.2 – Dispositif expérimental d'acoustique picoseconde asynchrone couplé à un microscope optique. Le banc optique est composé de lames demi-onde (Half-Wave Plate en anglais, HWP), de lames quart d'onde (Quarter-Wave Plate en anglais, QWP) et de cubes polarisants (Polarizing Beam Splitter en anglais, PBS). Les chemins optiques représentés en rouge correspondent aux faisceaux de longueur d'onde 1030 nm, et en vert aux faisceaux de longueur d'onde 515 nm. Le chemin optique est violet quand les deux faisceaux de longueur d'onde 1030 nm et 515 nm empruntent le même chemin optique.

Lors de son trajet vers le transducteur, l'impulsion issue du laser sonde rencontre un cristal doubleur, qui divise la longueur d'onde d'un facteur deux, avant d'être scindé en deux par le cube polarisant¹ PBS4 (Polarizing Beam Splitter en anglais,

1. Un cube polarisant est composé de deux demi-cubes dont l'interface de séparation réfléchit et transmet l'onde lumineuse avec une polarisation s et p respectivement.

PBS). Les deux impulsions sondes suivent deux chemins optiques distincts, rentrent dans le microscope optique et sont focalisées sur le dessous et le dessus de l'échantillon à l'aide de deux objectifs de microscope de grossissement 50. Les impulsions sondes réfléchies sur le transducteur sont détectées par deux photodétecteurs Thorlabs PDB 440A (320-1021 nm) de fréquence d'échantillonnage 15 MHz. L'association d'une lame demi-onde² (Half-Wave Plate en anglais, HWP) à un cube polarisant permet de faire varier l'intensité distribuée entre les chemins optiques des faisceaux réfléchis et transmis par le PBS. En effet, la lame à retard induit un déphasage de π pour une des composantes du champ électrique ce qui modifie la polarisation du faisceau lumineux. La polarisation en sortie de la lame est alors le symétrique de celle en entrée par rapport à l'axe optique de la lame. Donc, une rotation de la lame d'angle θ , fait tourner la polarisation d'un angle 2θ . Ainsi, en faisant une rotation de la polarisation avec la lame demi-onde, on fait varier la norme des deux composantes du champ électrique. Le cube polarisant, qui est fixe et situé en aval, est traité pour transmettre la composante polarisée p et pour réfléchir à 90° la composante polarisée s . Les intensités lumineuses de la partie réfléchie et transmise sont respectivement proportionnelles au carré du module des composantes s et p . Ainsi, avec le couple {HWP4, PBS4}, il est possible de répartir l'intensité entre le faisceau sonde focalisé par le dessus et le faisceau sonde focalisé par le dessous. Le couple {HWP3, PBS3} permet de faire varier l'énergie du faisceau sonde avant la séparation en deux chemins optiques distincts. Les deux mesures par le dessous et le dessus peuvent être effectuées simultanément et nécessitent un alignement minutieux des deux faisceaux optiques afin qu'ils soient parfaitement superposés.

Le faisceau pompe arrive orthogonalement sur le transducteur et est, dans notre cas, focalisé par le dessous³. Une partie du faisceau pompe se réfléchit sur le transducteur et passe par une lame quart d'onde⁴ (Quarter-Wave Plate en anglais, QWP).

2. Une lame demi-onde est une lame à retard constituée d'un matériau biréfringent qui permet de modifier la polarisation du faisceau en appliquant, sur la composante orthogonale au plan d'incidence du champ électrique, un déphasage de π .

3. Le faisceau pompe peut être focalisé par le dessus pour certaines expériences.

4. Une lame quart d'onde est une lame à retard qui permet de modifier la polarisation du faisceau incident en appliquant, sur la composante orthogonale au plan d'incidence du champ électrique, un

Or, les deux lames quart d'onde, QWP1 et QWP2, sont traitées pour appliquer le déphasage optique seulement sur le faisceau sonde de longueur d'onde 515 nm. La polarisation du faisceau sonde est ainsi modifiée pour qu'il puisse interagir avec le cube polarisant traité pour la longueur d'onde 515 nm et être entièrement réfléchi par ce dernier. Donc, seuls les faisceaux sondes sont réfléchis vers les photodétecteurs par les cubes polarisants, PBS5 et PBS6. Le doublement de fréquence permet, de différencier les longueurs d'onde des impulsions pompe et sonde pour les distinguer avec les optiques séparateurs, et d'affiner la mesure en divisant par deux le diamètre de la tache focale sur le transducteur après passage dans l'objectif du microscope⁵.

À la sortie des cavités optiques, les deux impulsions sont scindées en deux par les cubes PBS1 et PBS2. Les faisceaux réfléchis sont dirigés vers une photo-diode deux photons⁶ Hamamatsu G1115, de bande d'absorption centrée autour de 600 nm, sur laquelle ils sont superposés à l'aide d'un objectif optique. L'arrivée synchrone d'une impulsion pompe et sonde sur la photo-diode génère un signal électrique transitoire (signal de synchronisation) qui indique la coïncidence à la carte d'acquisition pour commencer l'enregistrement de la mesure. Afin de mesurer la totalité de la perturbation optique, les chemins optiques des impulsions ont été élaborés de telle sorte que l'arrivée synchrone des deux impulsions pompe et sonde sur la photo-diode ait lieu avant l'arrivée synchrone des deux impulsions sur le transducteur.

La résolution temporelle du montage hétérodyne est déterminée par quatre facteurs :

- la fréquence de battement Δf , qui crée un retard pompe-sonde donné par l'équation (4.1) égal ici à 420 fs;
- la bande passante P du photodétecteur, qui intègre la réponse du transducteur sur déphasage de $\pi/2$. On peut ainsi passer, grâce à une lame quart d'onde, d'une polarisation incidente rectiligne à une polarisation elliptique et d'une polarisation incidente circulaire à une polarisation rectiligne.

5. On rappelle que le diamètre d d'une tache focale après passage dans un microscope est donné par la relation $d = \frac{1,22\lambda}{\sin \alpha}$ où λ est la longueur d'onde de l'onde optique et $\sin \alpha$ est l'ouverture numérique de l'objectif.

6. Le principe de la diode deux photons repose sur le passage d'un électron de la couche de valence à la bande de conduction suite à l'absorption simultanée de deux photons. Un photocourant proportionnel au carré du flux lumineux incident est ainsi généré.

plusieurs impulsions sondes sur un temps $t_{bp} = \Delta f / (Pf)$. Ainsi, pour $P = 15$ MHz et une fréquence de battement $\Delta f = 960$ Hz on a $t_{bp} \approx 1,3$ ps ;

- la durée des impulsions sondes, environ 400 fs ;
- la gigue due à la fluctuation de la fréquence de battement et qui est de l'ordre de 500 fs.

La somme quadratique des quatre durées donne une résolution temporelle du montage de l'ordre de 1,5 ps suffisante pour les phénomènes optiques étudiés. Plus de détails sur le montage asynchrone sont donnés dans la thèse de A. Abbas [63].

4.1.2 La fabrication des échantillons

Les transducteurs multicouches ont été fabriqués au sein du laboratoire de l'Intégration du Matériau au Système (IMS) dans le département Organique avec l'équipe PRIMS (PRinted Microélectromechanical Systems).

4.1.2.1 La préparation du substrat

Les dépôts de couches minces ont été effectués sur un substrat de saphir de dimension 1 cm x 1 cm et d'épaisseur 1 mm. Avant le premier dépôt, le substrat doit être lavé et dégraissé pour garantir une bonne adhésion et un dépôt homogène des couches minces. Le substrat est tout d'abord placé dans un sonicateur pendant 10 minutes dans un bain d'isopropanol, puis 10 minutes dans un bain d'acétone. Enfin, la face de dépôt est passée 10 minutes à la lumière UV/Ozone pour activer la surface de dépôt⁷ et enlever toute contamination organique.

4.1.2.2 Les dépôts des couches minces

Les dépôts des couches minces sont effectués par évaporation par faisceau d'électron ou « Electron Beam Physical Vapor Deposition » (E-Beam) qui est une des techniques de dépôt physique en phase gazeuse. Le matériau à évaporer sous forme solide (appelé anode cible) est bombardé par un faisceau d'électrons émis par une cathode. Le matériau passe ainsi en phase gazeuse pour ensuite se déposer sous forme solide sur le sub-

7. On parle d'activation de surface de dépôt quand les UV et l'ozone lavent la surface des contaminants organiques tout en augmentant la polarisation de la surface. L'énergie superficielle est ainsi plus élevée, ce qui permet d'avoir une meilleure adhérence des dépôts des couches minces à la surface.

strat. L'épaisseur des différentes couches est contrôlée par une microbalance à quartz de fréquence de résonance théorique de 600 MHz. Le dépôt des trois couches Ti, LiF, Ti s'effectue en une seule fois sous un vide poussé ($\sim 10^{-6}$ mbar) avec une vitesse de dépôt identique pour les trois couches d'environ $0,1 \text{ nm}\cdot\text{s}^{-1}$. Ainsi, le transducteur est composé d'un substrat de saphir et de la superposition des trois couches. Les épaisseurs ciblées sont respectivement de 12 nm, de 1021 nm et de 300 nm.

4.1.2.3 Les paramètres des couches déposées

Cette technique de dépôt est couramment utilisée pour réaliser des couches fines homogènes d'épaisseur de l'ordre de la dizaine à la centaine de nanomètres. Dans le cas de notre étude nous nous en servons pour déposer des épaisseurs de l'ordre du micron et utiliser les propriétés acoustiques et optiques des couches. Or, une altération des propriétés optiques et acoustiques peut avoir lieu lors de l'évaporation. En effet, la vitesse de dépôt, le type de substrat d'évaporation et le fait d'évaporer le matériau peuvent influencer sur l'agencement des différentes couches atomiques entre elles et modifier les caractéristiques optiques et acoustiques du matériau [66]. La vitesse acoustique, l'indice optique ainsi que l'absorption optique peuvent ainsi être différents des paramètres utilisés dans la simulation et qui sont issus de la littérature (cf. annexe C.2). Une erreur 5% sur les épaisseurs peut également être attendue. Plus l'épaisseur requise est épaisse, plus l'incertitude absolue est grande.

Dans ce manuscrit de thèse, deux transducteurs multicouches sont considérés. Le premier est utilisé dans ce chapitre pour décrire la méthode de caractérisation et dans la troisième section du chapitre 5 pour la comparaison avec un transducteur mono-couche saphir-titane. Le second transducteur servira à étudier la sensibilité d'un transducteur tri-couche dans la seconde section du chapitre 5.

4.1.3 Conclusion

Dans cette première partie, le dispositif expérimental hétérodyne utilisé pour les mesures a tout d'abord été présenté. Le temps d'acquisition par rapport à un montage homodyne est 100 fois plus rapide pour une même durée de signal transitoire. La résolution temporelle propre au montage hétérodyne est de l'ordre de la picose-

conde et est suffisante pour la mesure des variations transitoires que nous souhaitons observer. Le dispositif est couplé à un microscope optique et permet d'effectuer des mesures en configuration bilatérale, c'est-à-dire simultanément par le dessus et le dessous du transducteur. Le transducteur est constitué de trois couches successives déposées par évaporation sous vide sur un substrat de saphir préalablement nettoyé. Des modifications des propriétés optiques et acoustiques des couches déposées intrinsèques à la technique de dépôt et aux paramètres de dépôt sont possibles. Les épaisseurs des couches peuvent également présenter une erreur de 5 %. Ainsi, une fois les transducteurs fabriqués, il est nécessaire de les caractériser pour pouvoir confronter les calculs aux résultats expérimentaux.

4.2 La caractérisation d'un transducteur tri-couche

Les deux faisceaux pompe et sonde sont focalisés et superposés simultanément sur le transducteur en configuration bilatérale (cf. figure 4.3). Pour la mesure en transmission, le faisceau sonde pénètre dans la dernière couche du côté opposé à la pompe et mesure uniquement dans la zone de pénétration optique de la couche opaque de titane. La mesure n'est pas sensible aux contraintes thermiques puisque l'épaisseur de la couche opaque de titane est plus épaisse que la longueur de diffusion thermique. Seuls les échos se propageant au voisinage de la surface provoquent une variation de réflectivité. Pour la mesure en réflexion, le faisceau sonde est coaxial au faisceau pompe et pénètre dans l'ensemble du transducteur jusqu'à la couche opaque de titane. La mesure est sensible à la variation de réflectivité provoquée par les échos dans les couches, aux variations d'épaisseur des couches traversées ainsi qu'aux contraintes thermiques qui sont présentes dans les deux couches absorbantes semi-transparente et opaque.

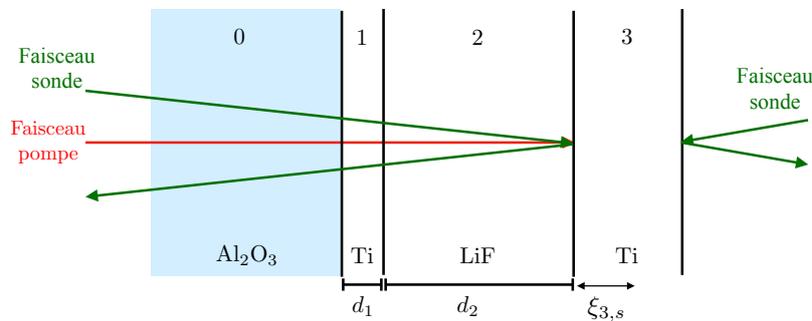


FIGURE 4.3 – Schéma du transducteur tri-couche composé d'une couche semi-transparente de titane (couche 1), d'une couche transparente de LiF (couche 2) et d'une couche opaque de titane (couche 3). $\xi_{3,s}$ est la longueur de pénétration optique du faisceau sonde dans le titane. Quand les faisceaux pompe et sonde sont focalisés du même côté de la structure, c'est une mesure en réflexion. Quand les faisceaux pompe et sonde sont focalisés de part et d'autre de la structure, c'est une mesure en transmission.

Les mesures sont effectuées sur le dispositif hétérodyne décrit dans la section 4.1.1. La puissance du faisceau pompe relevée en amont du microscope est de 180 mW, soit d'une énergie de 3,7 nJ par impulsion. On estime qu'après la traversée des optiques et

de l'objectif, 10 à 20 % de la puissance de la pompe atteint la surface du transducteur. L'énergie minimale du faisceau pompe sur le transducteur est alors environ égale à 0,46 nJ, ce qui correspond à une intensité $I_0 = 135 \text{ J.m}^{-2}$ pour un laser pompe dont le rayon de la tâche focale sur le transducteur est estimée de $1 \mu\text{m}$ à $1/e^2$.

Les techniques de dépôt par PVD ont l'avantage de déposer des couches homogènes sur l'ensemble de la surface de dépôt. On considère donc que la variation de la mesure ne vient pas de la localisation des faisceaux optiques sur le transducteur mais principalement de la mesure optique en elle-même. On effectue alors des mesures en configuration bilatérale tous les μm sur une surface de $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ à l'aide des platines motorisées (cf. figure 4.2). Les signaux sont ensuite moyennés pour que le signal de réflectivité dynamique mesuré en transmission et en réflexion ait un meilleur rapport signal sur bruit.

Dans la suite, nous présentons la méthodologie de la caractérisation de la géométrie et des propriétés physiques du transducteur tri-couche. Dans un premier temps, la mesure en transmission sera utilisée pour estimer les épaisseurs de la couche opaque métallique et de la couche transparente par chronométrie. Pour cela, la vitesse des ondes acoustiques dans le LiF sera obtenue à partir de la fréquence des oscillations Brillouin dans le LiF mesurées en réflexion. L'épaisseur de la couche semi-transparente métallique sera mesurée par AFM. Pour affiner l'estimation de l'épaisseur de la couche transparente, la mesure en transmission sera ensuite comparée au calcul du changement relatif de réflectivité obtenu avec les modèles de génération et de détection présentés dans les chapitres précédents. Dans un deuxième temps, la confrontation entre la mesure en réflexion et les signaux simulés permettra d'estimer les coefficients élasto-optiques du substrat et de la couche transparente.

4.2.1 La mesure en transmission

La moyenne des signaux mesurés en transmission en chaque point de la zone prospectée est représentée en gras sur la figure 4.4 avec son enveloppe temporelle en traits pointillés. L'enveloppe est égale au module du signal analytique⁸ obtenu à partir de la transformée de Hilbert du signal. Les quatre premiers échos acoustiques qui arrivent à

8. Le signal analytique $s_a(t) = s(t) + j\hat{s}(t)$ où $\hat{s}(t)$ correspond à la transformée de Hilbert d'un signal réel $s(t)$.

la surface libre du transducteur sont visibles. Le premier, indiqué par une flèche rouge, est l'écho généré sous la surface de la couche de titane opaque qui a effectué un aller dans la couche de titane. Le deuxième, indiqué par une flèche verte, correspond à un écho qui a fait un aller-retour en plus dans la couche de titane. Les troisième et quatrième échos, indiqués par les flèches noire et bleue, ont été générés dans la couche semi-transparente de titane et ont traversé la couche de LiF. Le quatrième écho a fait un aller-retour supplémentaire dans la couche de titane.

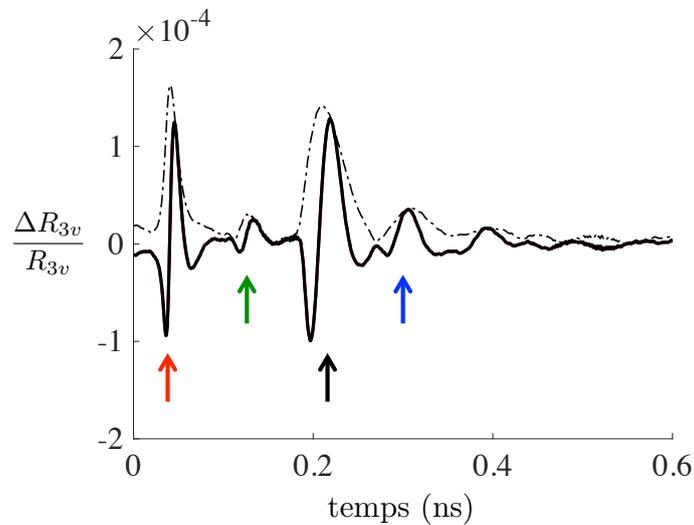


FIGURE 4.4 – Moyenne des mesures en transmission du changement de réflectivité au cours du temps. L'enveloppe temporelle est représentée en traits discontinus.

On peut voir sur la figure 4.4 que la forme du premier écho n'est pas monopolaire. Cela est dû au profil de la déformation qui est générée sous la surface de la couche opaque de titane et qui se propage vers la surface libre. En effet, comme expliqué dans le chapitre 1 (cf. section 1.1.2.4) lors de la génération acoustique, l'onde rétrograde se réfléchit sur l'interface titane/LiF. Or, l'impédance du titane Z_{Ti} étant plus grande que l'impédance du LiF Z_{LiF} , le coefficient de réflexion acoustique en déformation à l'interface titane/LiF est négatif et supérieur à -1. La déformation rétrograde se réfléchit alors partiellement sur l'interface et s'inverse. La déformation acoustique, qui se propage vers le fond de la couche opaque, a donc une forme bipolaire dissymétrique. Le changement d'indice, provoqué par la déformation qui arrive à proximité de la surface libre, est détecté dans la zone de pénétration optique du faisceau sonde. Tout

d'abord, la première partie de la déformation, qui est une décompression, est détectée. Le changement de réflectivité correspondant est négatif. Ensuite, la déformation se réfléchit totalement sur la surface libre et s'inverse car le coefficient de réflexion acoustique de la surface libre est égale à -1 (cf. section 1.1.2.4). Les première et la seconde parties de la déformation se somment en amplitude. Le changement de réflectivité résultant est positif et a une plus grande amplitude que celui correspondant à la déformation incidente. Puis, la première partie de la déformation s'éloigne de la zone de pénétration optique pendant que la seconde partie se réfléchit à son tour. Cela crée un changement de réflectivité négatif et de plus petite amplitude que celui produit par la première partie de la déformation. Le changement de réflectivité a donc un profil dissymétrique tri-polaire.

Comme dit précédemment, le coefficient de réflexion à l'interface titane/LiF et à la surface libre sont négatifs. Lors de l'aller-retour supplémentaire le deuxième écho s'est réfléchi sur les deux interfaces. Il s'inverse alors deux fois. Le deuxième écho, quand il revient vers la surface libre, a donc la même phase que le premier écho comme on peut le voir sur la figure 4.4. La différence d'amplitude entre les deux premiers échos est due à la réflexion partielle sur l'interface titane/LiF et à l'atténuation acoustique du titane. L'allure (phase et amplitude) des troisième et quatrième échos s'explique de la même manière que pour les deux premiers échos.

4.2.1.1 La mesure des épaisseurs des couches métalliques

La chronométrie des échos fournit des informations sur les épaisseurs des différentes couches à condition de connaître au préalable les vitesses des ondes acoustiques. La différence de temps d'arrivée entre les deux premiers échos permet de déterminer l'épaisseur de la couche opaque de titane. L'épaisseur est ainsi estimée à 300 ± 9 nm en supposant que les ondes se propagent à la vitesse de 7084 m.s^{-1} [44]. La mesure de l'épaisseur de la couche fine de titane n'est pas possible par chronométrie. Afin de la vérifier, un dépôt témoin a été effectué en ciblant une épaisseur de 12 nm. L'épaisseur de la couche de titane est ensuite mesurée au Microscope à Force Atomique (AFM en anglais). L'épaisseur obtenue est de 12,3 nm avec une rugosité de 0,6 nm. Le dépôt est réalisé sur un substrat de saphir de rugosité mesurée de 0,1 nm.

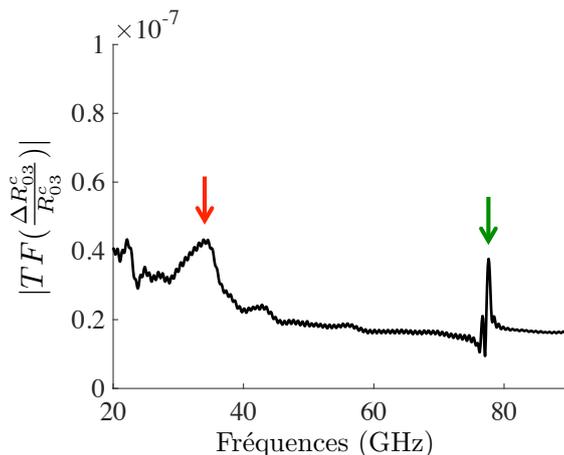


FIGURE 4.5 – Spectre de la moyenne des mesures en réflexion. La flèche rouge indique le pic qui représente la fréquence Brillouin du LiF et la flèche noire la fréquence Brillouin du saphir.

4.2.1.2 La mesure de l'épaisseur de la couche transparente

L'épaisseur de la couche de LiF est obtenue en mesurant la différence temporelle entre le premier et le troisième écho. Afin de connaître la vitesse des ondes acoustiques dans la couche de LiF, on s'intéresse au contenu spectral de la mesure effectuée en réflexion où apparaissent des oscillations Brillouin. Le spectre de la moyenne des signaux acquis en chaque point par la mesure en réflexion est représenté sur la figure 4.5. Le premier pic fréquentiel à $34,6 \pm 0,6$ GHz (flèche rouge) correspond à la fréquence des oscillations Brillouin dans la couche de LiF. Les oscillations Brillouin dans le milieu de saphir se traduisent par un pic à $77,6 \pm 0,5$ GHz (flèche verte). La décroissance dans le spectre est due à la présence de la décroissance thermique dans la mesure.

En considérant que l'indice optique du LiF pour le faisceau sonde est connu et est égal à 1,39 [62], la vitesse de propagation acoustique dans le LiF, estimée avec la relation (1.74), est de 6404 ± 41 m.s⁻¹. L'épaisseur moyenne de la couche de LiF peut donc être évaluée à 1078 ± 24 nm à partir de l'enveloppe temporelle de chaque signal mesuré. L'écart par rapport à l'épaisseur de couche souhaitée (1021 nm) est de l'ordre de 5 %. Cette différence n'est pas négligeable pour la sensibilité des cavités optiques.

La mesure précise de l'épaisseur de la couche de LiF est difficile à cause des dif-

férentes sources d'incertitude. La première peut venir de la localisation imprécise du relevé du maximum de la raie Brillouin dans le spectre de la mesure en réflexion. La mesure du temps de vol s'effectue en prenant le maximum du premier et du troisième échos de la figure 4.4. La deuxième source d'incertitude peut être alors liée à une erreur sur la localisation temporelle des maxima. La troisième peut être associée aux paramètres optiques du matériau. En effet, la valeur de l'indice optique des matériaux déposés peut être différente de la littérature et, donc, de l'indice optique considéré dans la simulation. L'incertitude sur l'épaisseur de la couche de LiF calculée précédemment prend en compte l'incertitude sur les temps de vol et sur la vitesse acoustique uniquement issue de l'erreur sur la fréquence Brillouin.

4.2.1.3 La comparaison de la réflectivité dynamique mesurée et de la simulation

Une fois les épaisseurs des couches métalliques et de la couche transparente estimées, la mesure de l'épaisseur de la couche de LiF est affinée en comparant les signaux expérimentaux au calcul du changement de réflectivité obtenu à partir des modèles multicouches de génération et de détection. Pour réaliser la simulation, les épaisseurs des couches de titane sont fixées à 12 nm et à 300 nm. L'énergie du faisceau pompe et le coefficient élasto-optique du titane $\partial n_{Ti}/\partial \eta$ sont ajustés et sont respectivement égaux à 300 J.m^{-2} , soit 25 % de l'énergie de la pompe incidente sur le transducteur, et à $10 + j9$. Le changement relatif de réflectivité en transmission, $\Delta R_{3v}/R_{3v}$, est calculé pour trois épaisseurs de LiF (1060 nm, 1078 nm et 1096 nm) qui correspondent à l'épaisseur moyenne mesurée à partir de toute la cartographie plus ou moins l'écart type associé pour une vitesse donnée dans le LiF. Sur la figure 4.6, les trois calculs sont comparés aux mesures en transmission moyennées.

La forme des échos simulés, la position temporelle des arrivées successives et les rapports d'amplitude sont similaires à la mesure. La valeur de l'atténuation acoustique du titane, prise en compte dans la simulation et estimée à partir de précédents travaux sur des transducteurs mono-couche, correspond bien à l'atténuation acoustique du titane utilisé pour le transducteur tri-couche. L'atténuation acoustique du LiF n'est pas connue et est considérée nulle. Cependant, le signal expérimental est plus large tempo-

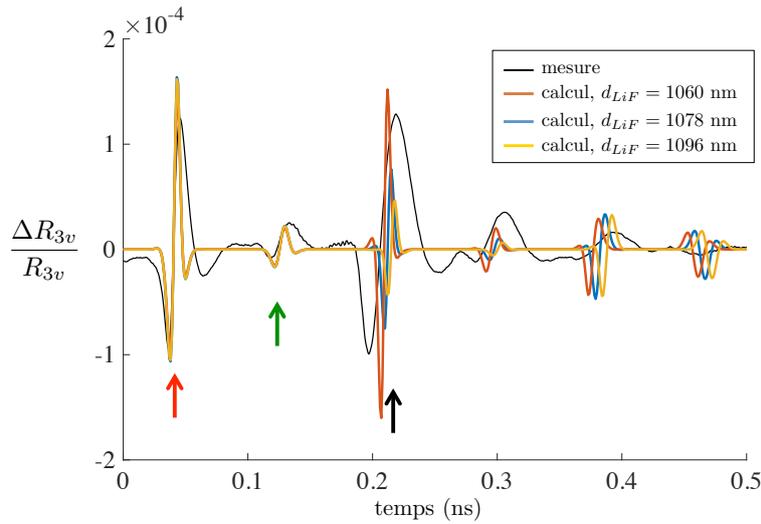


FIGURE 4.6 – Moyenne des signaux mesurés en transmission au cours du temps (en noir) avec les changements relatifs de réflectivité calculés pour les épaisseurs de LiF : 1060 nm (en orange), 1078 nm (en bleu) et 1096 nm (en jaune).

rellement que les signaux simulés. Cet élargissement peut être dû à la bande passante du système d'acquisition qui coupe les hautes fréquences ou à la combinaison d'une pénétration optique pour la pompe plus grande que dans la littérature et de l'effet de la présence d'une diffusion électronique élevée dans la couche de titane.

Les figures 4.7.a et 4.7.b représentent un agrandissement des deux échos repérés par les flèches rouge et noire sur la figure 4.6. Alors que l'amplitude du premier écho augmente avec l'épaisseur de LiF, celle du troisième écho diminue. Cette variation est due au fait que la répartition de la densité d'énergie électromagnétique dans les deux couches absorbantes change avec l'épaisseur de la couche transparente comme représenté sur la figure 3.22 du chapitre précédent.

Sur la figure 4.6, pour l'épaisseur de LiF de 1060 nm, le calcul présente le rapport d'amplitude entre le premier et le troisième écho le plus proche de la mesure⁹. En revanche, sur la figure 4.7.b, le passage à zéro du troisième écho de la simulation arrive plus tard que celui de la mesure. On va donc chercher à ajuster temporellement la

9. L'ajustement de la puissance du faisceau pompe et du coefficient élasto-optique dans le titane a été effectué à cette épaisseur.

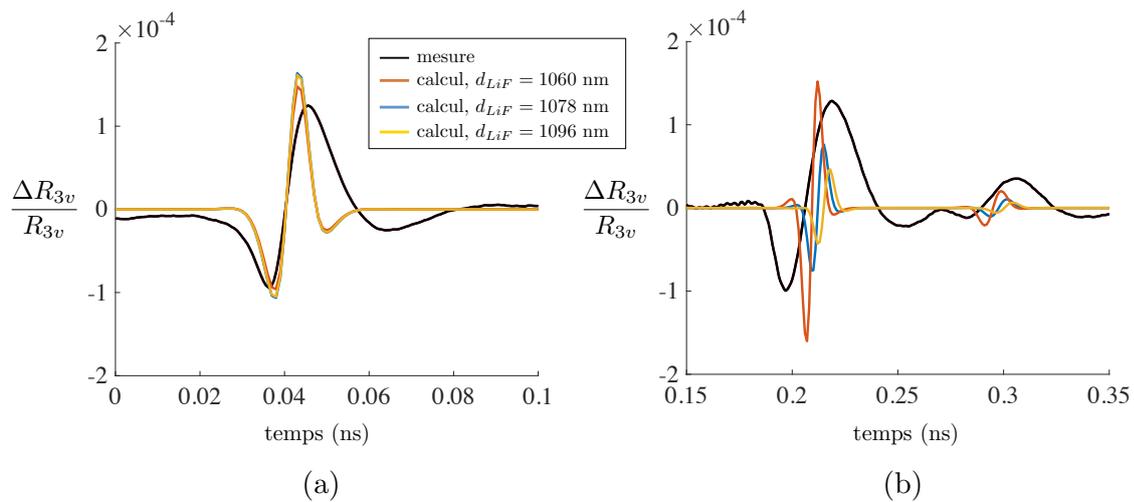


FIGURE 4.7 – a) Agrandissement autour du premier écho ; b) agrandissement autour du troisième écho. La moyenne des mesures en transmission est représentée en noir. Les changements relatifs de réflectivité simulés pour les épaisseurs de LiF de 1060 nm, 1078 nm et 1096 nm sont respectivement tracés en orange, bleu et jaune.

simulation en diminuant l'épaisseur de la couche de LiF.

Afin de voir l'effet de la diminution de l'épaisseur sur l'amplitude du troisième écho on a représenté, sur la figure 4.8, le calcul du changement relatif de réflectivité pour une épaisseur de LiF de 1021 nm (en violet) et 1060 nm (en orange) avec la mesure (en noir). Plus la couche de LiF est fine, plus l'écho issu de la couche semi-transparente de titane (à $t = 0, 2$ ns) a une amplitude qui augmente. De plus, le temps d'arrivée du passage à zéro de la mesure est situé entre le passage à zéro des signaux simulés pour les deux épaisseurs de LiF. On peut alors supposer que l'épaisseur du LiF se situe entre les deux épaisseurs considérées. Cependant, le rapport des amplitudes entre le premier et le troisième écho pour une épaisseur située entre 1021 nm et 1060 nm n'est plus correct, c'est-à-dire que le troisième écho a une trop grande amplitude. En outre, sur la figure 4.6, on peut constater que le troisième écho est plus large temporellement que les deux premiers échos. Or, contrairement aux deux premiers échos, le troisième écho a traversé la couche de LiF. Ces deux constats indiquent qu'une atténuation acoustique dans la couche de LiF peut être à l'origine de l'élargissement et de la différence d'amplitude du troisième écho par rapport à la simulation. Dans la suite, nous allons étudier la mesure

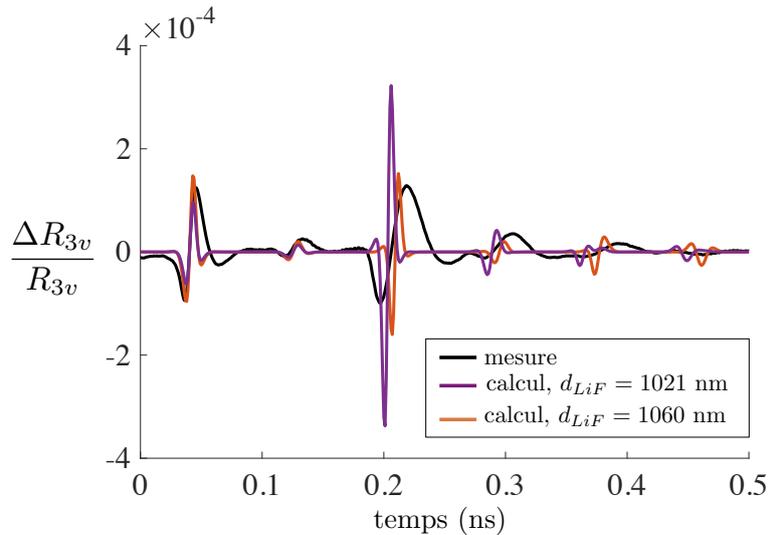


FIGURE 4.8 – Moyenne des mesures en transmission au cours du temps (en noir), et changements relatif de réflectivité calculés pour les épaisseurs de LiF : 1021 nm (en violet) et 1060 nm (en orange).

en réflexion et la comparer à la simulation pour confirmer les premières observations faites à l'aide de la mesure en transmission.

4.2.2 La mesure en réflexion

Dans cette deuxième partie, on utilise les signaux obtenus en réflexion pour estimer les coefficients élasto-optiques des couches transparentes et réaliser une seconde mesure des épaisseurs des couches. La variation temporelle du changement relatif de réflectivité mesurée en réflexion est tracée sur la figure 4.9.a. Le signal présente une variation lente due à la diffusion de la chaleur qui succède à l'élévation de la température, provoquée par l'absorption du faisceau pompe, dans la couche opaque de titane. Pour s'affranchir de cette contribution thermique, la variation lente est ajustée par un polynôme, représenté en vert sur la figure 4.9.a, qui est soustrait ensuite au signal. Cela revient à appliquer un filtre passe haut comme le montre la figure 4.10 sur laquelle est représenté le spectre avant (en trait fin) et après soustraction du polynôme (en gras). Le signal temporel obtenu après la soustraction du polynôme est représenté sur la figure 4.9.b.

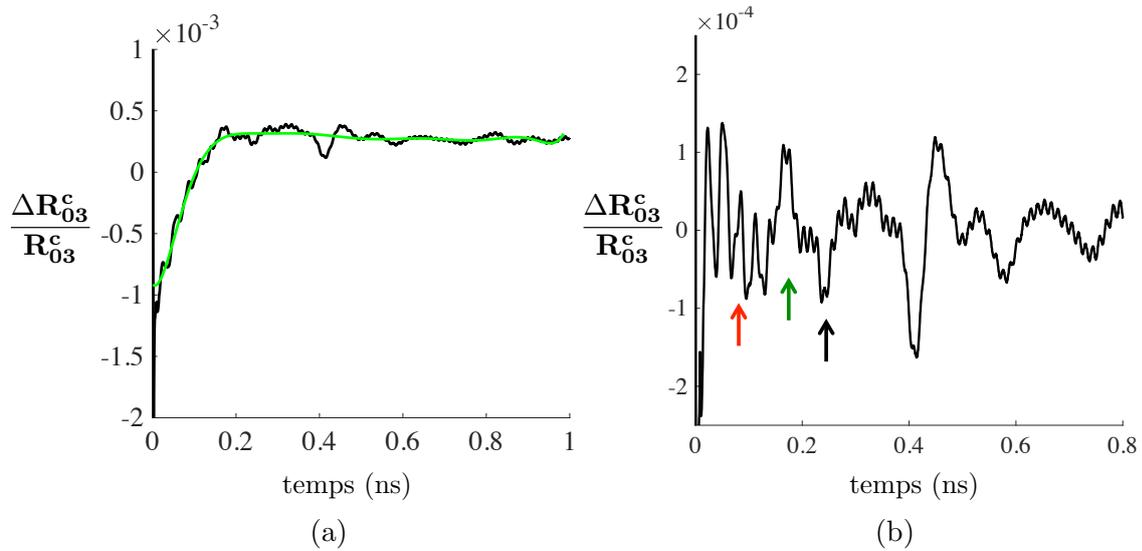


FIGURE 4.9 – Moyenne des mesures du changement relatif de réflectivité en réflexion au cours du temps a) avec la décroissance thermique; b) après soustraction du fond thermique approché par le polynôme représenté en vert.

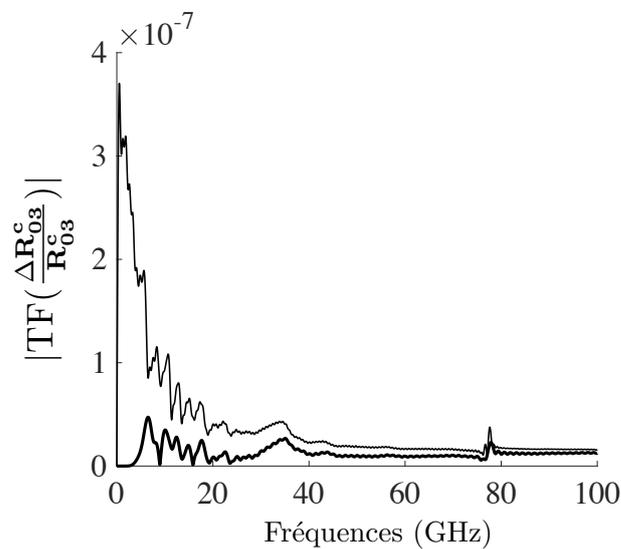


FIGURE 4.10 – Spectre de la moyenne des mesures du changement relatif de réflectivité en réflexion avant (trait fin) et après (en gras) la soustraction de la contribution thermique.

4.2.2.1 Les coefficients élasto-optiques des couches transparentes

La soustraction du polynôme révèle des oscillations qui se superposent aux échos acoustiques d'intérêt qui sont indiqués par les flèches rouge, verte et noire. Les premières oscillations visibles au début du signal correspondent aux oscillations Brillouin dans le LiF. Les oscillations de plus petite amplitude et de fréquence plus élevée, présentes sur l'ensemble du signal, sont les oscillations Brillouin dans le substrat de saphir. La durée de vie beaucoup plus courte des oscillations dans le LiF par rapport aux oscillations Brillouin dans le saphir se traduit sur le spectre par un élargissement de la raie de la fréquence Brillouin des oscillations dans le LiF, comme on peut le voir sur la figure 4.10. Sur la figure 4.9.b, une variation rapide du changement de réflectivité est visible proche de l'origine des temps. Cette variation rapide se retrouve dans le spectre du signal filtré sur la figure 4.10 à partir de 25 GHz où le spectre du signal n'est pas nul en dehors des pics des fréquences Brillouin.

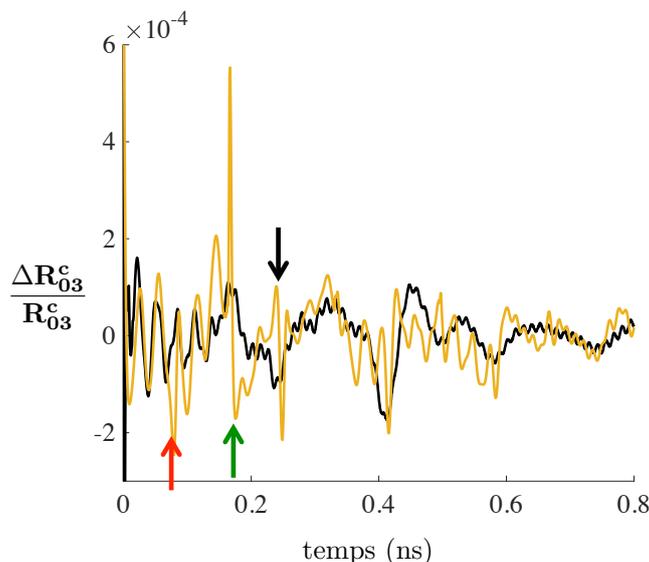


FIGURE 4.11 – Moyenne des mesures du changement relatif de réflectivité en réflexion au cours du temps après soustraction du polynôme (en noir) et le changement relatif de réflectivité calculé pour une épaisseur de LiF de 1060 nm (en jaune).

La mesure en réflexion filtrée est maintenant comparée au changement de réflectivité obtenu avec la simulation dont les paramètres sont référencés dans l'annexe C.2. Nous avons vu dans la section 3.2.5.2 que la mesure en réflexion n'est pas sensible aux

changements de réflectivité de haute fréquence créés par les échos issus de la couche semi-transparente de titane. Le calcul de réflectivité ne prend donc en compte que les contributions aux changements de réflectivité de la couche de LiF et de la couche opaque de titane. On ne considère donc que les interactions du faisceau sonde avec le changement local de réflectivité dans les deux couches Δr_2 et Δr_3 ainsi que le changement de réflectivité dû à la variation d'épaisseur de la couche de LiF $\Delta r_{depl,2}$ (cf. section 3.1).

Pour une puissance de faisceau pompe de 300 J.m^{-2} et en supposant l'absence d'absorption optique dans les milieux transparents de saphir et de LiF, l'ajustement des coefficients élasto-optiques permet d'obtenir les valeurs des coefficients élasto-optiques $\partial n_{LiF}/\partial \eta = 0,3$ et $\partial n_{Saph}/\partial \eta = 0,08$.

4.2.2.2 L'épaisseur de la couche de LiF

Dans la section 4.2.1.3, on a vu que les rapports d'amplitude entre les échos pour la mesure en transmission sont corrects pour une épaisseur de LiF de 1060 nm et que l'épaisseur de la couche est comprise entre 1021 nm et 1060 nm. Comparons donc tout d'abord la mesure en transmission avec le changement relatif de réflectivité calculé pour l'épaisseur de LiF de 1060 nm. La contribution de la contrainte thermique à la réponse simulée est ajustée par un polynôme qui est ensuite soustrait au signal mesuré pour supprimer la décroissance. Les réflectivités dynamiques mesurée et simulée sont représentées sur la figure 4.11. On peut voir que les changements de réflectivité simulé et mesuré sont similaires. Le premier écho à 0,08 ns, indiqué par la flèche rouge, a fait un aller-retour dans la couche opaque de titane. Il arrive en même temps sur le signal simulé que sur le signal mesuré. Les échos indiqués par les flèches verte et noire sont générés dans la couche semi-transparente de titane. Ils ont tous les deux fait un aller dans la couche de LiF. L'écho indiqué par la flèche noire a fait un aller-retour en plus dans la couche opaque de titane. Un décalage temporel est visible pour le troisième écho entre la mesure et la simulation. Cela peut s'expliquer par une mésestimation de l'épaisseur du LiF comme nous l'avons vu à partir des mesures en transmission (cf. section 4.2.1).

La simulation du changement relatif de réflectivité pour une couche de LiF

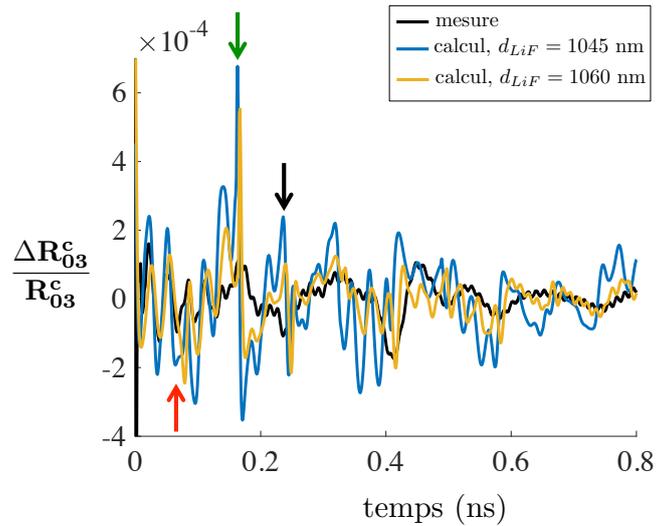


FIGURE 4.12 – Moyenne des mesures du changement relatif de réflectivité en réflexion au cours du temps après soustraction de la contribution thermique (en noir) ; changements relatifs de réflectivité calculés pour les épaisseurs de LiF de 1045 nm (en bleu) et de 1060 nm (en jaune).

d'épaisseur de 1045 nm est représentée en bleu sur la figure 4.12 où elle est comparée aux signaux mesuré et simulé pour une épaisseur de LiF de 1060 nm. On a représenté respectivement sur les figures 4.13.a et 4.13.b, les agrandissements du premier et du troisième écho. Sur la figure 4.13.b, la chronométrie du troisième écho simulé pour une épaisseur de LiF de 1045 nm est proche de celle de l'écho de la mesure. Sur la figure 4.13.a, la phase des oscillations est d'autant plus proche des signaux expérimentaux que l'épaisseur diminue. La phase pourrait encore être ajustée en prenant une épaisseur entre 1021 nm et 1045 nm. Ainsi, en tenant compte des incertitudes liées à la mesure de la chronométrie ou aux paramètres optiques et acoustiques, l'épaisseur de la couche de LiF se situe entre 1021 nm et 1045 nm.

Sur la figure 4.12, les oscillations Brillouin qui correspondent à l'interaction élasto-optique dans la couche de LiF sont amorties et disparaissent cinq fois plus rapidement que pour le signal simulé. Cela est due à une diminution de l'amplitude des ondes acoustiques qui font des allers-retours dans la couche de LiF. Ce qui confirme que le LiF a une atténuation acoustique non nulle. De plus, les signaux simulés montrent que

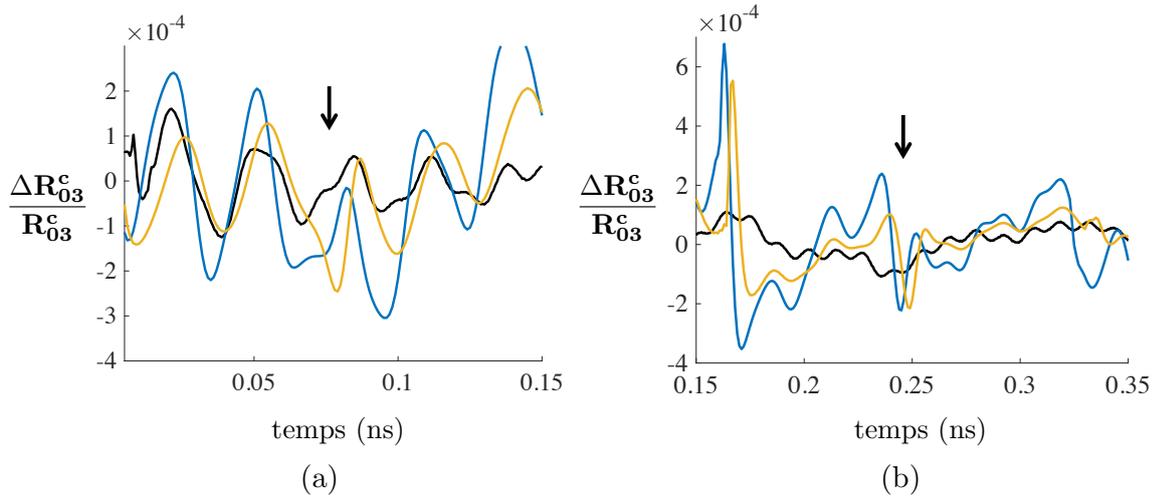


FIGURE 4.13 – Agrandissement de la moyenne des mesures du changement relatif de réflectivité en réflexion au cours du temps après soustraction de la contribution thermique (en noir) ; changements relatifs de réflectivité calculés pour les épaisseurs de LiF de 1045 nm (en bleu) et de 1060 nm (en jaune). a) autour du premier écho ; b) autour du troisième écho.

les oscillations Brillouin dans le LiF sont visibles plus longtemps pour l'épaisseur de LiF de 1045 nm que pour 1060 nm. Cela renforce ce qu'on a déjà constaté pour les signaux simulés en transmission (cf. section 4.2.1.3). La densité d'énergie augmente dans la couche semi-transparente de titane (cf. figure 3.22). Les échos ont donc une amplitude plus grande pour des plus petites épaisseurs.

Enfin, sur la figure 4.12, le changement de réflectivité calculé augmente en amplitude quand l'épaisseur de LiF s'approche de l'épaisseur optimale de 1021 nm. Cela est lié à une augmentation de la sensibilité de la mesure relative aux variations d'épaisseur comme le montre la figure 3.19 du chapitre 3. On remarque également que les variations haute fréquence du changement relatif de réflectivité calculé, comme le deuxième écho de la simulation, n'apparaissent pas dans le signal mesuré. En effet, le système de mesure n'est pas assez résolu pour détecter de telles fréquences.

4.2.3 Conclusion

Ainsi, dans cette partie, nous avons déterminé expérimentalement les caractéristiques physiques et géométriques des couches d'un transducteur tri-couche. Tout d'abord, à partir de la mesure en transmission, nous avons estimé par chronométrie les épaisseurs de la couche opaque de titane, puis de la couche transparente de LiF. Ensuite, nous avons comparé la mesure à la simulation. Cela a permis d'affiner la mesure de l'épaisseur de la couche de LiF. Puis, en utilisant la mesure en réflexion nous avons ajusté les coefficients élasto-optiques du LiF et du saphir. L'extinction des oscillations Brillouin dans la couche de LiF de la mesure en réflexion et la largeur des échos de la mesure en transmission témoignent d'une atténuation acoustique dans la couche de LiF qui n'est pas prise en compte dans la simulation.

Nous avons remarqué que la variation de la réflectivité dynamique mesurée diffère de la variation de réflectivité dynamique simulée dans le chapitre 3. Le contenu fréquentiel de la mesure a moins de hautes fréquences que la réflectivité calculée. Cela peut s'expliquer par l'atténuation acoustique des matériaux ou encore par les instruments de mesure qui, par leur bande passante, appliquent un filtre passe bas. Pour finir, nous avons vu que la mesure relative est peu sensible aux perturbations acoustiques à la longueur d'onde du faisceau sonde utilisée. La mauvaise sensibilité peut être causée par des erreurs sur les épaisseurs des couches dues à la technique de dépôt ou encore à des indices optiques différents de la littérature.

4.3 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous avons exposé, analysé et comparé les changements relatifs de réflectivité mesurés à l'aide d'un dispositif pompe-sonde aux signaux obtenus en mettant en œuvre les modèles de prédiction de génération et de détection.

Nous avons tout d'abord décrit le dispositif expérimental ainsi que le principe d'échantillonnage hétérodyne. La technique de dépôt et la préparation des substrats ont été succinctement expliquées ainsi que les biais expérimentaux provoqués par la technique de dépôt. Ensuite, nous avons caractérisé le transducteur. Le signal analytique du changement de réflectivité et les oscillations Brillouin permettent d'obtenir les vitesses acoustiques et les épaisseurs des couches.

Nous avons constaté un écart entre les épaisseurs déposées et la consigne. Cet écart est dû à des imprécisions de différentes natures. D'une part, la technique de dépôt ne permet pas de contrôler les épaisseurs des couches au nanomètre près. D'autre part, la mesure par chronométrie est imprécise à cause de la complexité des signaux et de l'incertitude sur les paramètres physiques des matériaux déposés. Il est donc difficile de connaître précisément l'épaisseur de la cavité.

Puis, nous avons comparé la variation de réflectivité mesurée en transmission et en réflexion à la réflectivité simulée pour un transducteur tri-couche. Les calculs de prédiction de génération et de détection rendent bien compte de la physique de la réflectivité dynamique d'un transducteur tri-couche en transmission et en réflexion. Nous avons ainsi estimé les coefficients élasto-optiques des matériaux et nous avons constaté la présence d'une atténuation acoustique dans la couche de LiF.

La sensibilité de la mesure relative n'est pas optimale pour la longueur d'onde du faisceau sonde utilisée. Pour étudier la sensibilité d'un transducteur, nous allons alors contourner l'incertitude sur les épaisseurs et les paramètres physiques des couches en faisant varier la longueur d'onde optique du faisceau sonde.

Chapitre 5

La sensibilité du transducteur tri-couche et le gain en amplitude

Comme expliqué dans la section [4.2.1.2](#), il existe différentes sources d'incertitudes qui rendent difficile la mesure précise de l'épaisseur des couches. Pour contourner ce problème, la sensibilité aux perturbations acoustiques du changement relatif de réflectivité est étudiée en faisant varier la longueur d'onde optique de l'impulsion sonde. L'étude s'effectue sous l'hypothèse forte que les propriétés optiques des dépôts ne sont pas modifiées par rapport au transducteur du chapitre 4 et que l'indice optique ne change pas sur la bande de longueur d'onde prospectée. L'effet du changement de longueur d'onde sur la réflectivité d'une structure possédant une cavité optique a déjà été étudié par *A. Devos et al.* dans le cas d'une fine couche transparente posée sur une couche absorbante opaque [\[46\]](#).

La première partie de ce dernier chapitre a pour objectif d'étudier la sensibilité du changement relatif de réflectivité d'un transducteur tri-couche à l'aide d'un dispositif pompe-sonde dont la longueur d'onde du faisceau sonde peut être modifiée. Nous présenterons, tout d'abord, les mesures de réflectivité statique et dynamique du transducteur tri-couche. Ensuite, la variation d'amplitude des arrivées acoustiques qui nous intéressent sera relevée à l'aide d'une représentation temps-fréquence, pour chaque longueur d'onde de sonde. Nous comparerons l'évolution de la sensibilité du changement relatif de réflectivité prédite par le calcul à la variation d'amplitude expérimentale. Puis, afin d'illustrer l'adéquation du calcul de la variation dynamique de la réflectivité,

la prédiction sera comparée aux changements relatifs de réflectivité mesurés.

La deuxième partie du chapitre est consacrée à la comparaison de l'amplitude des variations de réflectivité d'une mesure faite avec un transducteur tri-couche à une mesure effectuée avec transducteur mono-couche saphir-titane. Nous comparerons les amplitudes des échos d'intérêt et nous proposerons des pistes d'améliorations.

Sommaire

5.1	Le dispositif expérimental à longueur d'onde optique accordable	195
5.2	La sensibilité expérimentale du changement relatif de réflectivité	195
5.2.1	La mesure de la réflectivité statique et dynamique en fonction de la longueur d'onde du transducteur tricouche	196
5.2.2	La sensibilité du transducteur en fonction de la longueur d'onde du faisceau sonde	201
5.2.3	Conclusion	214
5.3	La comparaison avec une mesure dans un transducteur mono-couche saphir-titane	215
5.3.1	La réponse dynamique du transducteur mono-couche saphir-titane et du transducteur tri-couche	215
5.3.2	Le gain en amplitude	218
5.3.3	Conclusion	219
5.4	Conclusion du chapitre	221

5.1 Le dispositif expérimental à longueur d'onde optique accordable

Les mesures ont été effectuées sur le dispositif hétérodyne du LOMA. Il est composé de deux cavités lasers femtosecondes de milieu amplificateur Ti :Saphir pompés par un laser ND :YVO4 continu à 532 nm fournissant 18 W. La fréquence de répétition f est de 76 MHz. Les cavités lasers génèrent des impulsions d'une durée de 150 fs. L'écart de fréquence Δf entre les deux cavités est de 523 Hz. La période de répétition des impulsions est donc de 13,2 ns. La mesure d'un signal s'effectue en deux millisecondes avec un pas temporel δT de 90,5 fs. La longueur d'onde du faisceau pompe est de 800 nm [67]. La longueur d'onde du faisceau sonde varie grâce à l'utilisation d'un Oscillateur Paramétrique Optique (OPO). Il est composé d'une cavité optique et d'un cristal non linéaire. L'impulsion sonde qui entre dans la cavité optique interagit successivement avec le milieu non-linéaire qui, chauffé, permet de changer les accords de phase de manière continue. La longueur d'onde de l'impulsion qui sort de la cavité est alors modifiée. Il est ainsi possible d'obtenir des impulsions sonde de longueur d'onde allant de 500 à 600 nm en faisant varier la température du cristal. Les faisceaux sonde et pompe passent par le substrat de saphir et sont focalisés sur l'interface entre la couche de LiF et la couche métallique opaque à l'aide d'un objectif de microscope de grossissement 50. Un premier réglage de la focalisation¹ est effectué à une longueur d'onde donnée pour optimiser la réponse opto-acoustique, puis l'ensemble des mesures sont effectuées au même point sans modifier la focalisation.

5.2 La sensibilité expérimentale du changement relatif de réflectivité

Dans cette partie, nous nous intéressons à un second transducteur fabriqué de façon similaire au transducteur utilisé dans le chapitre précédent. Les épaisseurs des couches de LiF et de titane opaque sont estimées de la même façon que dans le chapitre 4 et sont respectivement autour de 1140 nm et 311 nm. Les indices de réfraction optiques et

1. Les deux faisceaux doivent atteindre l'interface de la couche que l'on souhaite sonder de façon à avoir la meilleure réponse transitoire possible.

les vitesses acoustiques sont considérés identiques à ceux obtenus par la caractérisation du transducteur au chapitre précédent (cf. section 4.2). Tout d'abord, les variations de réflectivité statique et dynamique du transducteur tri-couche sont mesurées en fonction de la longueur d'onde optique. La réflectance statique est comparée aux résultats des calculs effectués avec le modèle multicouche optique. Les mesures de la réflectance dynamique sont ensuite analysées. Puis, la variation d'amplitude des échos d'intérêt est obtenue à l'aide de la représentation temps-fréquence. Elle est comparée à la sensibilité obtenue par calcul. Les effets de trois paramètres sur la sensibilité aux perturbations acoustiques liés aux matériaux et épaisseurs des couches du transducteur sont étudiés. Enfin, la réflectivité dynamique calculée à l'aide du modèle de génération de détection multicouche est comparée aux variations de l'amplitude mesurée.

5.2.1 La mesure de la réflectivité statique et dynamique en fonction de la longueur d'onde du transducteur tri-couche

5.2.1.1 La réflectivité statique

La réflectivité statique de la structure est tout d'abord mesurée pour les longueurs d'onde du faisceau sonde de 500 à 580 nm, avec un pas de 5 nm et une erreur de ± 2 nm. L'intensité incidente est relevée en amont de l'échantillon et l'intensité réfléchie est évaluée très proche de la photo-diode avec un puissance-mètre. Les mesures sont effectuées à deux endroits différents sur le transducteur. La réflectance expérimentale normalisée est représentée sur la figure 5.1.a en fonction de la longueur d'onde. La normalisation permet de comparer la simulation à l'expérience en faisant abstraction des pertes d'énergie dues au passage du faisceau à travers les nombreux optiques. La réflectance expérimentale est similaire à la réflectance d'un transducteur tri-couche dont l'épaisseur de la couche de LiF est de 1100 ± 10 nm comme le montre la figure 5.1.b où sont tracées les réflectances calculées pour un transducteur avec une couche de titane de 12 nm et une couche de LiF d'épaisseur : 1090 nm (en tirets), 1100 nm (en trait plein) et 1110 nm (en pointillés).

Les calculs de la réflectance statique rendent bien compte de la variation de la réflectance statique mesurée pour un transducteur tri-couche en fonction de la longueur

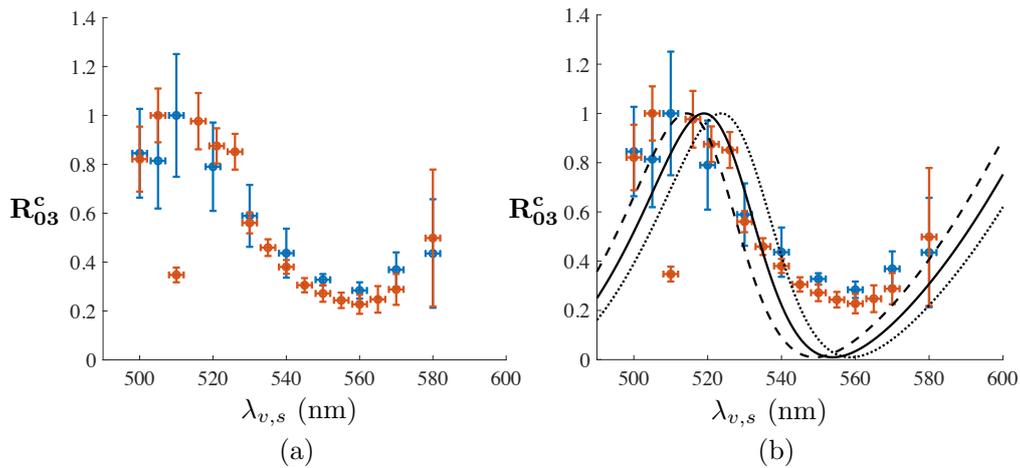


FIGURE 5.1 – a) Réflectance expérimentale normalisée en fonction de la longueur d’onde de la sonde à deux endroits du transducteur tri-couche, en bleu et en orange ; b) superposition des réflectances mesurées et calculées normalisées pour une couche de titane de 12 nm et trois épaisseurs de couche de LiF : 1100 nm (trait plein), 1090 nm (tirets) et 1110 nm (pointillés).

d’onde. On réalise ainsi une mesure optique de l’épaisseur de la couche de LiF. Cependant, la réflectance expérimentale varie plus lentement avec la longueur d’onde que la réflectance calculée. De plus, la valeur du minimum de la réflectance mesurée est plus élevée que celle du calcul qui est proche de zéro. Les raisons de cet élargissement et de l’éloignement de zéro de la valeur minimale seront discutées à la section 5.2.2.3.

5.2.1.2 La réflectivité dynamique

Les mesures de la réflectivité dynamique pour chaque longueur d’onde optique du faisceau sonde sont respectivement représentées sur les figures 5.2.a et 5.2.b pour les longueurs d’onde de 500 à 545 nm et de 545 nm à 580 nm.

Les signaux représentés sur les figures 5.2.a et 5.2.b ont une composante basse fréquence de l’ordre du GHz qui correspond à la fréquence de résonance de l’ensemble du transducteur. La variation basse fréquence change de signe une première fois entre les longueurs d’onde 510 et 520 nm (cf. figure 5.2.a) puis entre les longueurs d’onde 555 nm et 565 nm (cf. figure 5.2.b). Une faible amplitude de la réponse dynamique est observée à 515 nm et à 560 nm car ces longueurs d’onde sont très proches des longueurs d’onde

5.2. LA SENSIBILITÉ EXPÉRIMENTALE DU CHANGEMENT RELATIF DE RÉFLECTIVITÉ

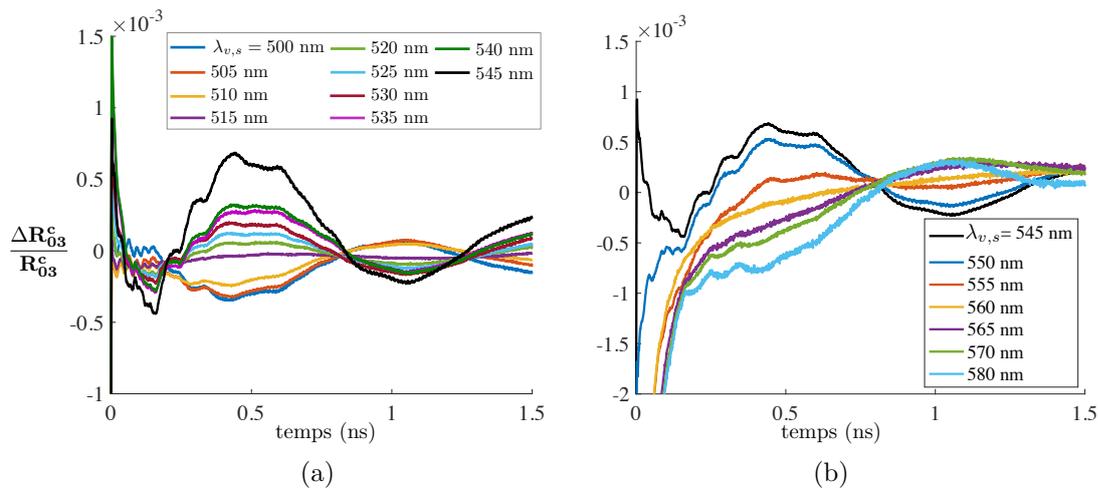


FIGURE 5.2 – Changements relatifs de réflectivité pour un faisceau sonde de longueur d’onde allant de a) 500 à 545 nm ; b) 545 à 580 nm.

où la sensibilité de la mesure relative s’inverse. Les deux inversions correspondent aux changements de signe de la sensibilité de la mesure, comme prédit sur la figure 3.19 de la section 3.2.5.1. Les amplitudes minimales sont liées à une sensibilité proche de zéro. Cela correspond aux extrema de la courbe de réflectivité statique de la figure 5.1.a.

Aux temps courts, après la coïncidence, la variation de réflectivité décroît exponentiellement. La décroissance est liée à l’échauffement provoqué par l’absorption du faisceau pompe dans les couches absorbantes. On ne détecte que très peu les changements de réflectivité correspondant à la couche semi-transparente de titane (cf. section 3.2.5.2). On considère donc que la décroissance est principalement issue de la contribution du changement de réflectivité de la couche opaque de titane. Le saut brusque de réflectivité est donc une superposition du changement de réflectivité créé par la contrainte thermique et la variation de l’indice de réfraction optique $\Delta n_{3,s}$ qui dépend de l’élévation de température $T_3(z, t)$ sous la surface de la couche opaque de titane et du coefficient de thermo-réfectance $\partial n_{3,s} / \partial T$ (cf. équation (1.34)). $n_{3,s}$ est l’indice optique de la couche de titane opaque. Sur la figure 5.2.b, la décroissance thermique s’inverse avant le reste du signal entre les longueurs d’onde 545 nm et 550 nm. Le signe de la contribution aux changements de réflectivité associée à la thermoréfectance s’inverse donc entre 545 nm et 550 nm. Cela est dû à la présence

des cavités optiques en amont de la couche de titane. En effet, le coefficient de thermo-réfectance du titane sans cavité optique en fonction de la longueur d'onde, mesuré par *P.E. Raad et al.* [68] et représenté en vert sur la figure 5.3, ne change pas de signe entre 500 nm et 600 nm. La modification de la décroissance est la conséquence de la présence des cavités optiques en amont de la couche opaque de titane. De plus, on peut remarquer que le coefficient de thermo-réfectance est proche de zéro à 500 nm et ne fait qu'augmenter de 500 à 600 nm.

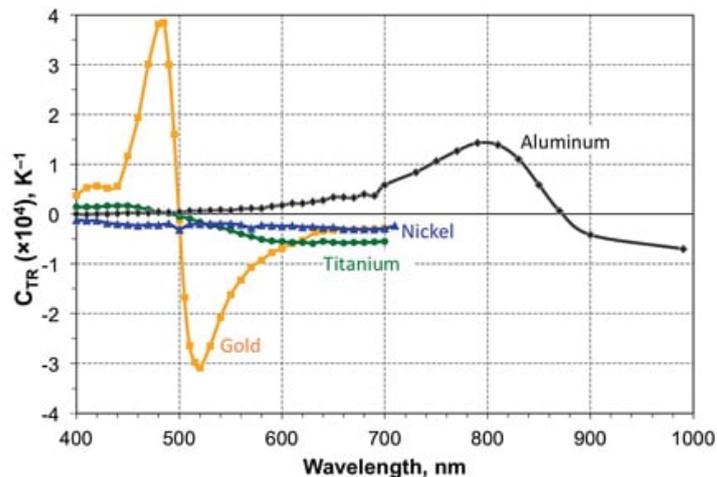


FIGURE 5.3 – Coefficients de thermo-réfectance mesurés pour quatre matériaux : or (en jaune), aluminium (en noir), nickel (en bleu) et titane (en vert) [68].

Sur la figure 5.4, un agrandissement des variations de réflectivité entre 0 et 0,5 ns est représenté. De nombreuses arrivées d'ondes sont visibles. Les brusques variations suivies de plateau vers 0,2 ns et 0,25 ns sont dues au changement de réflectivité provoqué par le déplacement des interfaces de la couche de LiF. Les oscillations visibles de 0 à 0,2 ns correspondent aux oscillations Brillouin dans le LiF. Les oscillations d'amplitude plus faible, observables sur l'ensemble des signaux, sont les oscillations Brillouin dans le saphir. La variation de réflectivité, indiquée par la flèche rouge à 0,085 ns, correspond à l'onde acoustique qui a été générée sous la surface de la couche de titane et y a fait un aller-retour. Elle est la somme de la contribution réflectométrique de la couche de titane opaque Δr_3 et du changement de réflectivité

provoqué par les déplacements des interfaces de la couche de LiF Δr_2 et $\Delta r_{depl,2}$. De plus, le changement de réflectivité créé par l'écho acoustique dans la couche de titane et les oscillations Brillouin ne s'inversent pas avec la longueur d'onde. En effet, comme expliqué dans la section 3.2.5.2, la détection réflectométrique dans la couche de titane opaque et les interactions Brillouin ne sont pas concernées par l'inversion du signe de la sensibilité du changement relatif de réflectivité aux variations de l'épaisseur de la couche de LiF.

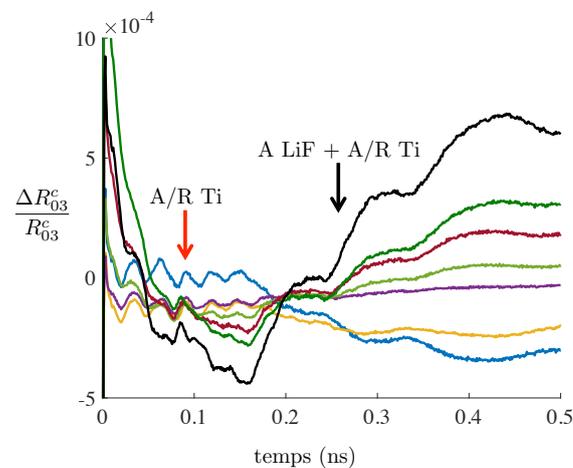


FIGURE 5.4 – Agrandissement des changements relatifs de réflectivité pour des longueurs d'onde du faisceau sonde de 500 à 545 nm. Les flèches rouge et noire indiquent respectivement les arrivées d'Echo1 et d'Echo2.

Comme indiqué dans le chapitre 3, les ondes acoustiques qui nous intéressent sont celles qui ont rencontré la surface libre de la couche opaque de titane. Par conséquent, on prêter attention à deux arrivées acoustiques détectées. La première est l'écho qui a fait un aller-retour dans le titane. Elle est indiquée par la flèche rouge sur la figure 5.4. La seconde, indiquée par la flèche noire, est l'onde acoustique qui a été générée dans la couche semi-transparente de titane. Elle a traversé la couche de LiF avant de faire un aller-retour dans la couche de titane opaque. Les changements de réflectivité associés aux deux ondes sont respectivement appelés Echo1 et Echo2. En comparant les mesures des figures 5.2.a et 5.2.b, on peut voir que l'amplitude de la réflectivité dynamique détectée varie en fonction de la longueur d'onde du faisceau sonde. Dans la suite, nous cherchons à déterminer de manière quantitative l'évolution de l'amplitude

d'Echo1 et d'Echo2 pour la comparer à la variation avec la longueur d'onde de la sensibilité calculée du changement relatif de réflectivité.

5.2.2 La sensibilité du transducteur en fonction de la longueur d'onde du faisceau sonde

L'amplitude des échos acoustiques détectés est proportionnelle à la sensibilité de la mesure. Sur la figure 5.4, l'arrivée d'Echo1 est difficilement discernable des oscillations Brillouin. Pour étudier la variation d'Echo1 et d'Echo2, il est alors nécessaire de faire une distinction en temps et en fréquence. Pour cela, une analyse temps-fréquence des changements de réflectivité est effectuée pour chaque longueur d'onde du faisceau sonde.

5.2.2.1 L'analyse temps-fréquence

L'analyse temps-fréquence utilisée est un formalisme complémentaire à la transformée de Fourier. Elle rend compte simultanément de la temporalité et de la fréquence en introduisant une fenêtre dont la taille varie avec la fréquence.

L'analyse est basée sur une transformée en ondelettes qui décompose un signal temporel $s(t)$ sur une famille de fonctions localisées en temps et en fréquence : les ondelettes. La transformée, notée $\mathcal{W}_{\tau,p}(t)$, est définie par [69, 70] :

$$\mathcal{W}_{\tau,p}(t) = |p|^{-\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \psi^* \left(\frac{t - \tau}{p} \right) d\tau. \quad (5.1)$$

C'est la convolution dans le domaine temporel du signal $s(t)$ et du complexe conjugué d'une ondelette mère, aussi appelée fonction analysante, $\psi_{\tau,p}^m(t) = |p|^{-\frac{1}{2}} \psi \left(\frac{t - \tau}{p} \right)$. Le paramètre p est un facteur de dilatation qui permet de faire varier la largeur de l'ondelette en compressant et en dilatant temporellement ψ . Le paramètre τ donne la position temporelle. La transformée de Fourier de la convolution de deux fonctions est le produit des transformées de Fourier des deux fonctions. Il suffit donc de connaître la transformée de Fourier du signal $s(t)$ et de l'ondelette $\psi_{\tau,p}^m(t)$ pour calculer $\mathcal{W}_{\tau,p}(t)$. En utilisant la transformée de Fourier de l'ondelette mère :

$$\tilde{\psi}_{\tau,p}^m(\omega) = |p|^{\frac{1}{2}} \tilde{\psi}(p\omega) e^{-j\omega\tau}, \quad (5.2)$$

et en utilisant la relation de Parseval :

$$\int_{-\infty}^{\infty} x(t)y^*(t)dt = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{x}(\omega)\tilde{y}^*(\omega)d\omega, \quad (5.3)$$

l'équation (5.1) peut s'écrire :

$$\mathcal{W}_{\tau,p}(t) = \frac{1}{2\pi}|p|^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{s}(\omega)\tilde{\psi}^*(p\omega)e^{j\omega\tau}d\omega. \quad (5.4)$$

Comme on peut le remarquer, cela revient à calculer la transformée de Fourier inverse du produit du spectre du signal et de la fonction analysante. La fonction ψ doit être de support borné, oscillante et de moyenne nulle. Afin d'obtenir séparément les informations du signal relatives au module et à la phase, la fonction est choisie analytique [71], c'est-à-dire que $\forall\omega < 0, \tilde{\psi}(p\omega) = 0$. En prenant le module de $\mathcal{W}_{\tau,p}$, il est possible de représenter une distribution temps-fréquence de la densité d'énergie du signal appelée "scalogramme". Ainsi, le scalogramme fournit des informations sur la densité d'énergie du signal $s(t)$ autour du point τ avec une incertitude proportionnelle à p . Inversement, en fréquence, l'information est donnée pour la fréquence centrale souhaitée f_0 avec une incertitude proportionnelle à $\frac{1}{p}$. La fréquence centrale est également proportionnelle à $\frac{1}{p}$: la résolution en temps sera grande pour les hautes fréquences et petite pour les basses fréquences [70].

Il existe de nombreuses ondelettes pour faire des analyses temps-fréquence. Celle qui est utilisée dans ce travail est l'ondelette de Morlet [72] qui, dans l'espace de Fourier, a pour expression :

$$\tilde{\psi}(\omega) = e^{-\frac{\gamma^2}{2\omega_0^2}(\omega - \omega_0)^2}. \quad (5.5)$$

L'ondelette a une enveloppe gaussienne de largeur $4\omega_0/\gamma$ à $1/e^2$ et est centrée en ω_0 . Le paramètre γ est le nombre de cycle (le nombre d'oscillations) dans l'enveloppe gaussienne. Le nombre de cycle est à adapter en fonction de ce que l'on veut observer. Par exemple, pour les échos dans un transducteur mono-couche avec un couche de titane de 300 nm, le nombre de cycle choisi est de 4 [61]. Pour que les échos d'intérêt soient bien localisés en temps et en fréquence, il nous est paru préférable que les ondelettes aient un nombre de cycle γ égal à 3. La fréquence centrale f_0 est prise entre 0 et 100 GHz pour observer les différentes composantes des variations de

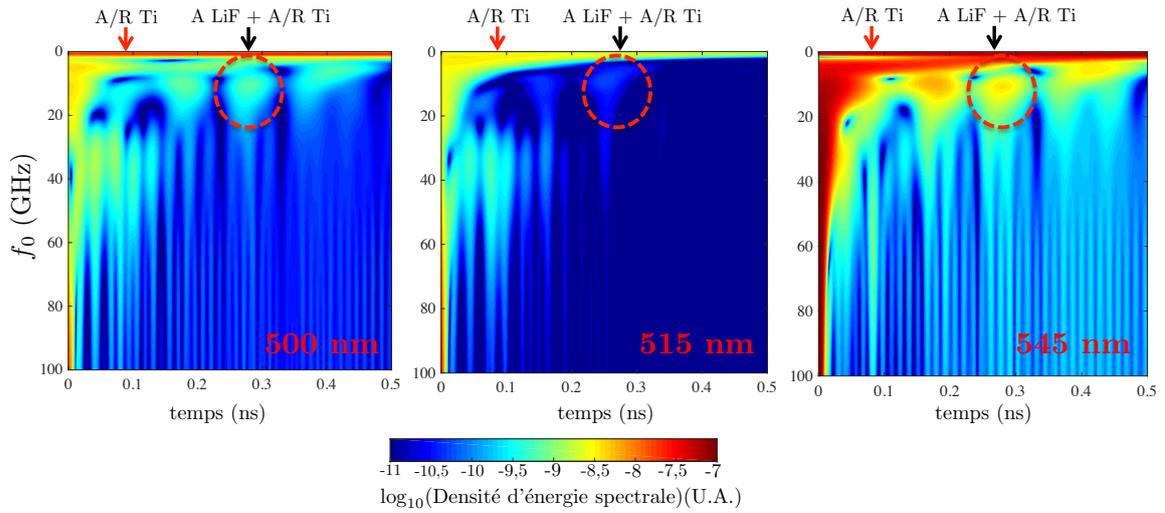


FIGURE 5.5 – Scalogrammes des variations de réflectivité pour un faisceau sonde de longueur d’onde optique 500, 515 et 545 nm ($\gamma = 3$ et f_0 entre 0 et 100 GHz).

réflectivité. Trois exemples de scalogrammes sont représentés sur les figures 5.5 en échelle logarithmique de base 10 pour les variations de réflectivité aux longueurs d’onde 500, 515 et 545 nm. Les arrivées de Echo1 et Echo2 sont indiquées respectivement par une flèche rouge et une flèche noire. Sur l’ensemble des scalogrammes la composante basse fréquence des signaux est présente entre 0 et 10 GHz. La décroissance thermique est également visible à proximité de $t = 0$ ns pour l’ensemble des fréquences f_0 . L’oscillation Brillouin du LiF est visible entre 30 et 40 GHz pour la longueur d’onde 500 nm et 515 nm. Echo1 a un large contenu fréquentiel et est localisé temporellement autour de 0,085 ns. Echo2, indiqué par le cercle rouge, est localisé en temps entre 0,25 ns et 0,3 ns et en fréquence autour de 10 GHz.

Sur la figure 5.5, la densité d’énergie spectrale des deux échos varie avec la longueur d’onde. Par rapport à la mesure pour la longueur d’onde 500 nm, la densité spectrale d’Echo2 diminue pour la longueur d’onde 515 nm et augmente pour 545 nm. La sensibilité de la mesure aux perturbations acoustiques est ainsi étudiée en relevant la valeur de la densité spectrale d’Echo1 et Echo2 pour chaque longueur d’onde à une fréquence où la densité spectrale de l’écho est grande tout en veillant à ce que cette fréquence soit suffisamment éloignée des fréquences des oscillations Brillouin.

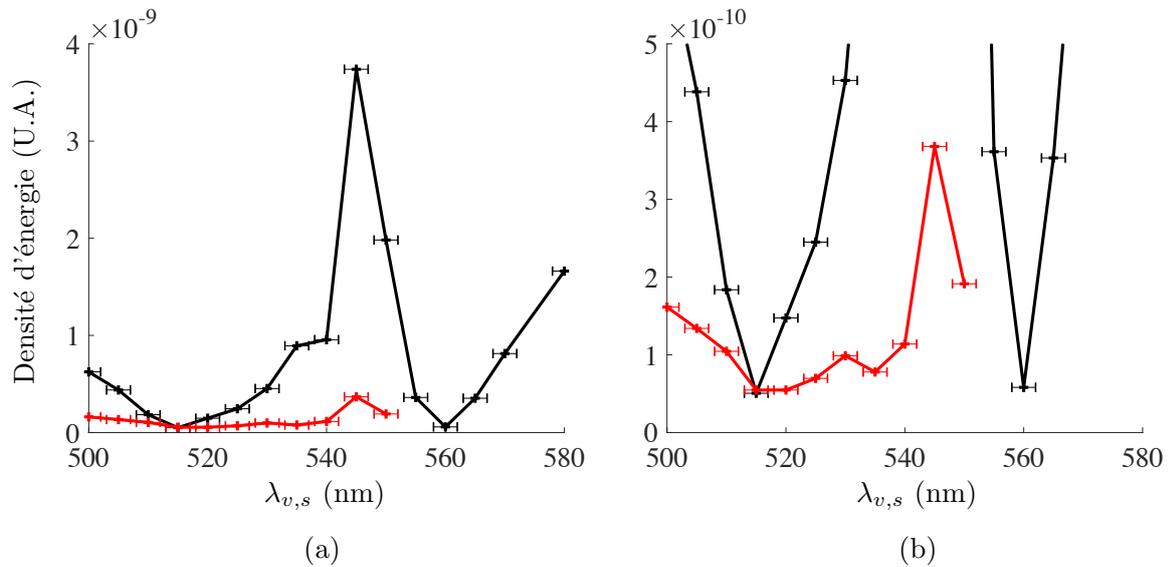


FIGURE 5.6 – a) Évolution de l’amplitude d’Echo1 (en rouge) et d’Echo2 (en noir) en fonction de la longueur d’onde optique du faisceau sonde ; b) agrandissement de la variation d’Echo1.

5.2.2.2 La variation de l’amplitude des échos avec la longueur d’onde du faisceau sonde

La valeur de la densité d’énergie d’Echo2 à $f_0 = 10,5$ GHz est relevée pour chaque longueur d’onde optique et est représentée en noir en fonction de la longueur d’onde sur la figure 5.6.a. La valeur de la densité d’énergie d’Echo1, relevée à $f_0 = 97$ GHz, est tracée en rouge sur la figure 5.6.a. Pour Echo1, la présence de la décroissance thermique empêche d’obtenir des mesures significatives au delà de 550 nm. On peut voir qu’Echo2 a une amplitude beaucoup plus importante qu’Echo1.

Echo 1 et Echo2 sont la somme du changement de réflectivité reflectométrique de la couche opaque de titane et du changement de réflectivité provoqué par le mouvement de l’interface. Or, l’amplitude de la variation créée par le mouvement de l’interface est influencée par la sensibilité de la mesure aux perturbations acoustiques. Echo1 et Echo2 suivent alors la même variation d’amplitude comme on peut le voir sur la figure 5.6.b. Il y a un maximum prononcé de l’amplitude d’Echo2 autour de la longueur d’onde 545 ± 2 nm.

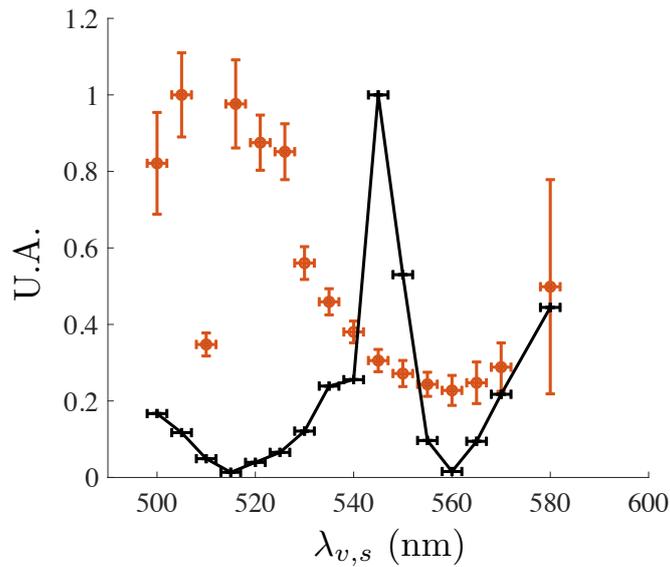


FIGURE 5.7 – Superposition de la réflectance \mathbf{R}_{03}^c mesurée (en orange) et de l’amplitude pour chaque longueur d’onde d’Echo2 (en noir).

Chaque signal mesuré est un changement relatif de réflectivité. En effet, pour chaque longueur d’onde, la variation de réflectivité $\Delta\mathbf{R}_{03}^c(\lambda)$ est divisée par la réflectivité statique $\mathbf{R}_{03}^c(\lambda)$ mesurée. Il est donc justifié d’approcher la variation d’amplitude avec la sensibilité de la mesure de réflectivité relative. Comme le montre la figure 5.7 où l’on a superposé la variation d’amplitude d’Echo2 et la réflectance statique expérimentale normalisée, les longueurs d’onde des valeurs minimales des amplitudes d’Echo2 sont les mêmes que pour les valeurs minimale et maximale de la réflectance. En revanche, la valeur maximale d’Echo2 est décalée par rapport à la partie de la réflectance statique qui varie rapidement avec la longueur d’onde et tend vers la valeur minimale de la réflectance. Ainsi, comme analysé à partir des calculs dans la section 3.2.3.3, on voit un effet de la division par la réflectance statique de la structure sur la sensibilité de la structure aux perturbations acoustiques. L’évolution de l’amplitude de l’écho doit donc être approchée par la sensibilité du changement relatif de réflectivité.

La densité d’énergie d’Echo2 est le module de la convolution avec l’ondelette de fréquence centrale 10,5 GHz et un nombre de cycle de 3. La convolution connaît un déphasage de π lors de l’inversion de signe de la sensibilité de la mesure. En traçant le module, nous n’avons plus l’information relative au changement de signe avec la lon-

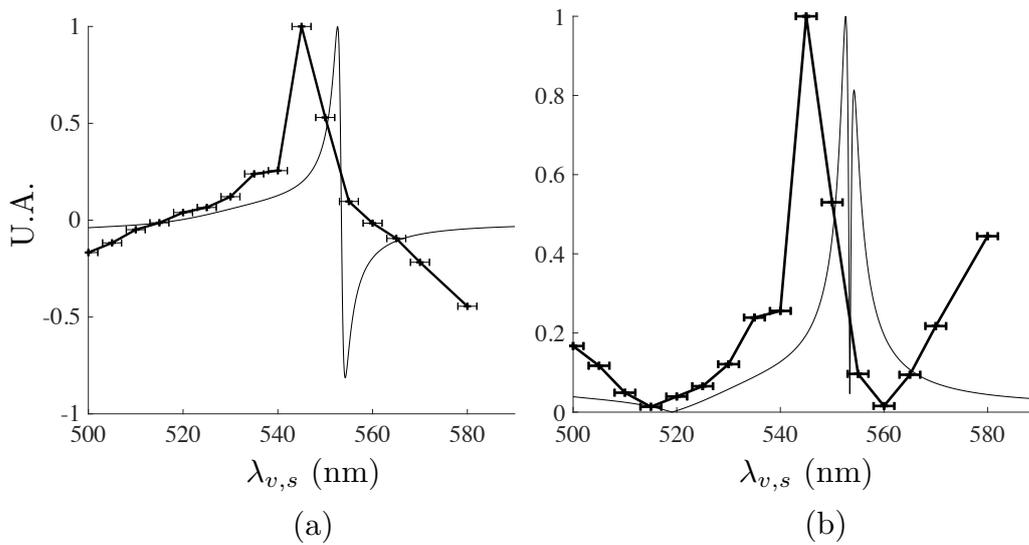


FIGURE 5.8 – a) Comparaison de l’amplitude d’Echo2 mesurée en prenant en compte la variation de signe (en trait gras noir) avec la sensibilité aux variations d’épaisseurs du changement relatif de réflectivité $\frac{1}{\mathbf{R}_{03}^c(\lambda_{v,s})} \times \frac{\partial \mathbf{R}_{03}^c(\lambda_{v,s})}{\partial d_2}$ simulé (en trait fin noir) pour chaque longueur d’onde ; b) comparaison de l’amplitude d’Echo2 (en trait gras noir) avec la valeur absolue normalisée de la sensibilité aux variations d’épaisseurs du changement relatif de réflectivité $\frac{1}{\mathbf{R}_{03}^c(\lambda_{v,s})} \times \frac{\partial \mathbf{R}_{03}^c(\lambda_{v,s})}{\partial d_2}$ simulé pour chaque longueur d’onde (en trait fin noir).

gueur d’onde de la sensibilité de la mesure. Sur la figure 5.8.a, nous avons représenté en trait noir épais la variation de l’amplitude d’Echo2 en prenant en compte le changement de signe et on l’a comparée à la sensibilité du changement relatif de réflectivité aux perturbations acoustiques $\frac{1}{\mathbf{R}_{03}^c(\lambda_{v,s})} \times \frac{\partial \mathbf{R}_{03}^c(\lambda_{v,s})}{\partial d_2}$ (en trait fin noir) calculée pour chaque longueur d’onde pour une épaisseur de LiF de 1100 nm et une couche semi-transparente de titane de 12 nm. La sensibilité calculée avec le modèle optique multicouche suit la même tendance que la variation d’amplitude d’Echo2 mesurée. Les changements de signe des signaux simulés s’effectuent à des longueurs d’onde proches de celles du signal expérimental. La densité d’énergie peut être comparée à la valeur absolue de la sensibilité. Sur la figure 5.8.b, la variation de l’amplitude d’Echo2 est comparée à la valeur absolue normalisée de la sensibilité. La mesure varie plus lentement en longueur d’onde. Cet écart peut s’expliquer par l’influence de plusieurs paramètres.

5.2.2.3 Les paramètres qui modifient la sensibilité de la mesure aux perturbations acoustiques

Les trois principaux paramètres qui peuvent influencer sur la sensibilité de la mesure aux perturbations acoustiques sont la largeur spectrale du faisceau sonde, l'épaisseur de la couche semi-transparente de titane et l'absorption optique des couches métalliques [73].

La largeur spectrale $\Delta\lambda$ du faisceau sonde n'est pas prise en compte dans les calculs optiques. Pour illustrer l'influence de la largeur spectrale sur la sensibilité, la réflectance est convoluée par une gaussienne normalisée de largeur à mi-hauteur $2\Delta\lambda$ et la sensibilité $\frac{1}{R_{03}^c(\lambda_{v,s})} \times \frac{\partial R_{03}^c(\lambda_{v,s})}{\partial d_2}$ correspondante est représentée sur la figure 5.9.a pour les largeurs spectrales $2\Delta\lambda$ de 0 nm (en noir), 3 nm (en rouge) et 5 nm (en vert). Plus la largeur spectrale du faisceau sonde est grande plus la sensibilité est faible et varie lentement avec la longueur d'onde.

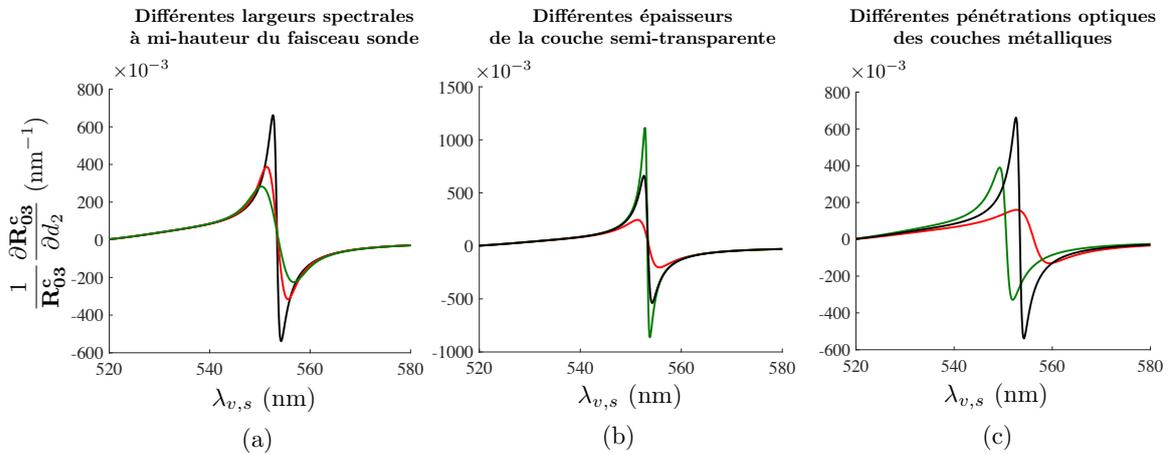


FIGURE 5.9 – a) Sensibilités calculées pour les largeurs spectrales à mi-hauteur de 0 nm (en noir), 3 nm (en rouge) et 5 nm (en vert); b) sensibilités calculées pour les épaisseurs de la couche semi-transparente de titane de 12 nm (en noir), 11,4 nm (en rouge) et 12,6 nm (en vert); c) sensibilités calculées pour des couches métalliques avec les pénétrations optiques de 17,1 nm (en noir), 19,1 nm (en rouge) et 15,6 nm (en vert).

L'épaisseur de la couche semi-transparente de titane peut ne pas être celle que l'on souhaitait déposer. Avec la technique de dépôt utilisée, plus les dépôts sont fins,

plus les épaisseurs déposées sont précises. L'incertitude sur l'épaisseur de la couche de titane semi-transparente est de $\pm 5\%$ soit $\pm 0,5$ nm. La variation de la sensibilité du changement relatif de réflectivité avec l'épaisseur de la couche de titane est représentée sur la figure 5.9.b pour trois épaisseurs de titane différentes : 12 nm (en noir), 11,4 nm (en rouge) et 12,6 nm (en vert). Pour l'épaisseur de 11,4 nm, il y a diminution de la sensibilité. À l'inverse, pour l'épaisseur de 12,6 nm, la sensibilité est plus grande. Le gain en sensibilité pour 12,6 nm s'explique par sa proximité avec l'épaisseur optimale de 12,4 nm déterminée dans la section 3.2.3.3.

Le troisième paramètre pouvant influencer la sensibilité est l'absorption optique des couches de titane. Comme pour la vitesse acoustique, l'absorption optique dépend de la façon dont le titane est évaporé puis déposé. Il est alors difficile de déterminer l'absorption optique avec exactitude. Les sensibilités sont donc calculées pour une variation de plus ou moins 10% de la pénétration optique du faisceau sonde d'optimisation $\xi_{Ti,s}$ et sont tracées sur la figure 5.9.c. Une diminution de la sensibilité est constatée quand on s'éloigne de la valeur d'absorption optique qui a servi à l'optimisation de la structure et la position des extrema varie de plusieurs nanomètres.

Expérimentalement, les effets des paramètres se combinent. Ainsi, pour se rapprocher de la variation d'amplitude de la réflectivité, une première combinaison est sélectionnée. Sur le dispositif expérimental, la largeur spectrale $\Delta\lambda$ du faisceau sonde est de 1,5 nm. Cependant, dans une cavité optique, l'effet de la largeur spectrale est minimal pour la première résonance optique. En effet, la largeur spectrale, pour les résonances qui suivent la première résonance, est égale à $\Delta\lambda_{N_{reso}} = \frac{1}{4}(2N_{reso} + 1)\Delta\lambda$ où N_{reso} est le rang de la résonance après la première résonance. Or, en raison de l'épaisseur de LiF choisie, la sixième résonance est exploitée ici. Pour une largeur à mi-hauteur initiale de $2 \times \Delta\lambda = 3$ nm, la largeur à mi-hauteur avec la cavité est estimée à $2 \times \Delta\lambda_6 = 8,25$ nm. Pour l'épaisseur de la couche de titane opaque, l'amplitude de la sensibilité augmente pour une épaisseur de 5% plus importante que 12 nm. Dans notre cas, la sensibilité semble être dégradée, il est alors plus probable que l'on ait déposé une épaisseur proche de 11,4 nm.

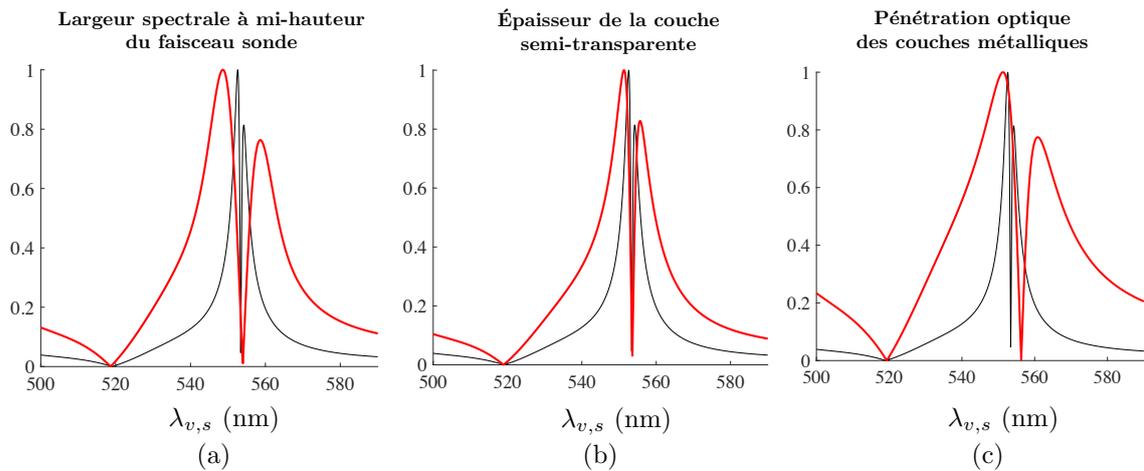


FIGURE 5.10 – a) Superposition de la valeur absolue normalisée de la sensibilité calculée pour une largeur spectrale à mi-hauteur de faisceau sonde de 3 nm (en rouge) et de la sensibilité d’optimisation (en noir) ; b) superposition de la valeur absolue normalisée de la sensibilité calculée pour une épaisseur de couches semi-transparente de titane de 11,4 nm (en rouge) et de la sensibilité d’optimisation (en noir) ; c) superposition de la valeur absolue normalisée de la sensibilité calculée pour une absorption optique des couches métalliques de 19,1 nm (en rouge) et de la sensibilité d’optimisation (en noir).

Pour l’absorption optique, le décalage de la sensibilité vers des longueurs d’onde plus grandes sur la figure 5.9.c, indique que l’absorption optique du titane est en réalité moins élevée que celle utilisée dans la simulation. Cela se traduit par une pénétration optique $\xi_{Ti,s}$ supérieure à 17,1 nm. Les valeurs absolues normalisées des sensibilités influencées successivement par les trois paramètres sont représentées sur les figures 5.10.a, 5.10.b et 5.10.c. Elles sont superposées à la valeur absolue normalisée de la sensibilité considérée optimale, c’est-à-dire sans largeur spectrale, avec une épaisseur de couche semi-transparente de titane de 12 nm et une absorption optique dans les couches métalliques de 17,1 nm. On peut voir sur les figures 5.10.a, 5.10.b et 5.10.c que les sensibilités varient plus lentement en longueur d’onde pour chaque paramètre. La valeur absolue normalisée de la sensibilité calculée qui combine tous les paramètres est représentée en rouge sur la figure 5.11.a avec la variation de l’amplitude d’Echo2 en noir. La sensibilité correspondante sans normalisation est également tracée sur la figure 5.11.b (en rouge) avec, en noir, la sensibilité pour une épaisseur de titane de 12 nm, une absorption optique $\xi_{Ti,s}$ de 17,1 nm et sans largeur spectrale. Ce résultat justifie

5.2. LA SENSIBILITÉ EXPÉRIMENTALE DU CHANGEMENT RELATIF DE RÉFLECTIVITÉ

que la sensibilité, correspondant à la variation d'amplitude relevée expérimentalement, est plus faible que la sensibilité espérée en simulation.

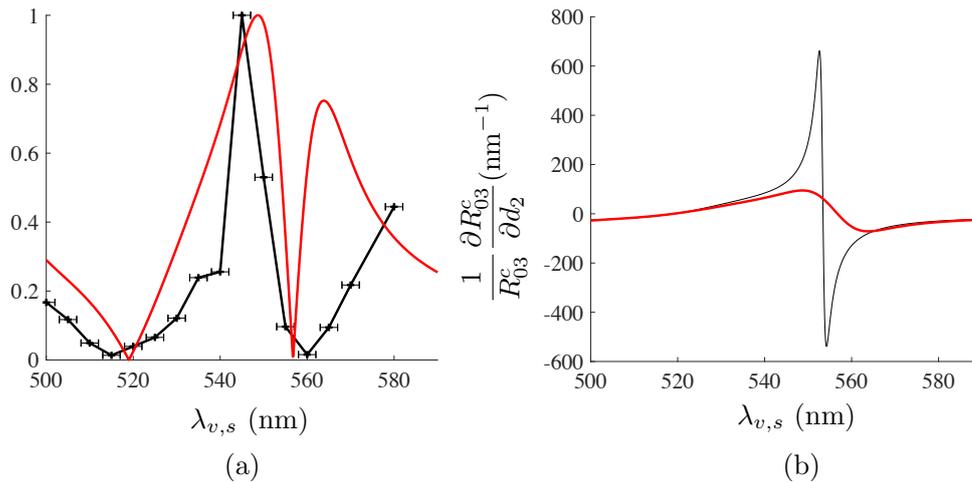


FIGURE 5.11 – a) Superposition de la valeur absolue normalisée de la sensibilité calculées pour une pénétration optique $\xi_{\text{Ti},s}$ de 20,8 nm, une épaisseur de titane de 11 nm et une largeur spectrale à mi hauteur $2\Delta\lambda$ de 6 nm avec la variation normalisée de l'amplitude d'Echo2; b) superposition de la sensibilité calculée pour une pénétration optique $\xi_{\text{Ti},s}$ de 20,8 nm, une épaisseur de titane de 11 nm et une largeur spectrale à mi hauteur $2\Delta\lambda$ de 6 nm avec la sensibilité calculées optimale avec $\xi_{\text{Ti},s}$ de 17,1 nm, une épaisseur de titane de 12 nm et sans largeur spectrale.

Sur la figure 5.11.a, la sensibilité simulée concorde bien avec la sensibilité expérimentale en prenant en compte l'incertitude expérimentale sur la longueur d'onde de ± 2 nm du faisceau sonde. Sur la figure 5.11.b, la sensibilité expérimentale est plus faible que celle obtenue pour une largeur spectrale nulle, une épaisseur de couche semi-transparente de titane de 12 nm et une absorption optique de 17,1 nm. D'autres paramètres peuvent rentrer en jeu comme une possible absorption optique dans le LiF ou un écart entre l'indice optique estimé et l'indice optique réel pour le LiF.

5.2.2.4 La comparaison de la réflectivité dynamique expérimentale et calculée

Dans cette sous partie, les changements relatifs de réflectivité calculés à l'aide du modèle de génération et de détection développé dans les chapitres 2 et 3 sont comparés aux réflectivités dynamiques mesurées. Le changement relatif de réflectivité calculé est la somme des variations de réflectivité de la couche de LiF, Δr_2 et $\Delta r_{2,depl}$, et de la couche opaque de titane, Δr_3 (cf. section 3.2.3.2). Les données d'entrée pour les paramètres des matériaux sont référencées dans le tableau de l'annexe C.2 et l'intensité I_0 du faisceau pompe est de 261 J.m^{-2} . Sur les figures 5.12 et 5.13, le changement relatif de réflectivité calculé (en noir) est superposé à la réflectance dynamique mesurée pour chaque longueur d'onde (en couleur). Les longueurs d'onde de 560 à 580 nm ne sont pas traitées à cause de la décroissance thermique trop importante.

Les profils de la réflectivité dynamique calculés sont similaires à la variation de la réflectivité mesurée. Par exemple, pour la longueur d'onde 500 nm, la concavité des variations est identique à la mesure et la chronométrie des ondes acoustiques détectées est similaire. Les variations de réflectivité calculées ont une amplitude qui diminue de 500 à 520 nm, et augmente de 520 à 550 nm. Une inversion de la concavité a lieu entre les longueurs d'onde 515 et 520 nm et entre 550 et 555 nm. Les calculs de prédiction rendent donc bien compte de la génération et la détection des ondes acoustiques dans un transducteur tri-couche et ont une sensibilité semblable à celle de la mesure. Cependant pour les signaux simulés, le passage d'un maximum de sensibilité à un autre en changeant de signe se fait sur une bande de longueur d'onde plus étroite que les mesures, comme vu dans la section 5.2.2.2. En effet, la variation mesurée est minimale pour 520 nm, alors que la variation calculée est minimale pour 515 nm. De même pour le maximum d'amplitude de la variation mesurée qui est à 545 nm, alors que la variation maximum calculée est à 550 nm. Ainsi, les décalages en longueur d'onde sont cohérents avec les sensibilités mesurées et calculées représentées sur la figure 5.8.b. D'autres différences peuvent être notées. La décroissance thermique n'est pas présente aux temps courts sur les signaux simulés car le modèle ne prend pas en compte la variation de réflectivité provoquée par l'élévation de température sous la surface de titane. De plus, la valeur de réflectivité calculée au cours du temps a des variations de

5.2. LA SENSIBILITÉ EXPÉRIMENTALE DU CHANGEMENT RELATIF DE RÉFLECTIVITÉ

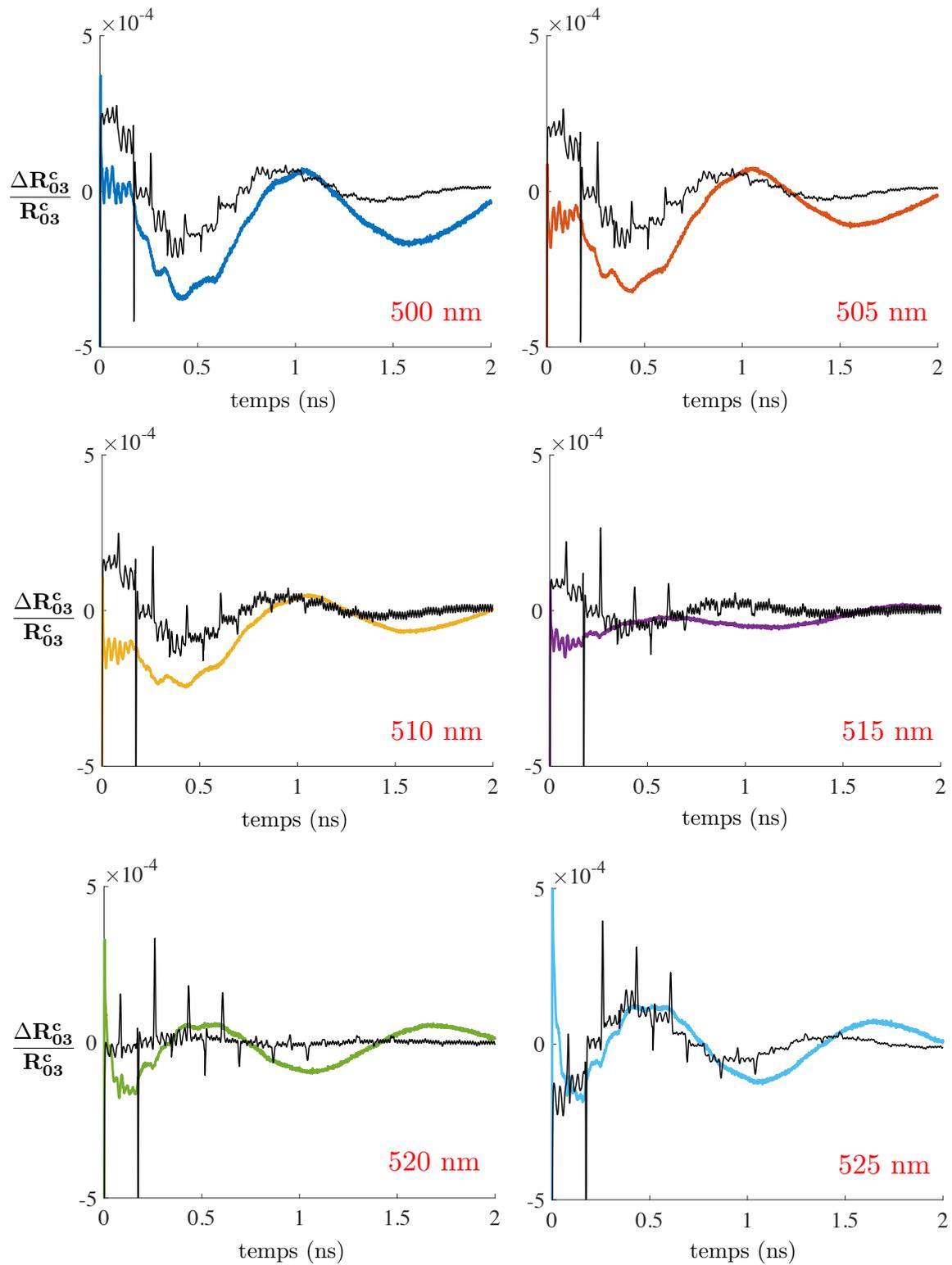


FIGURE 5.12 – Comparaison de la variation dynamique mesurée (en couleur) et calculée (en noir) pour chaque longueur d'onde de 500 à 525 nm.

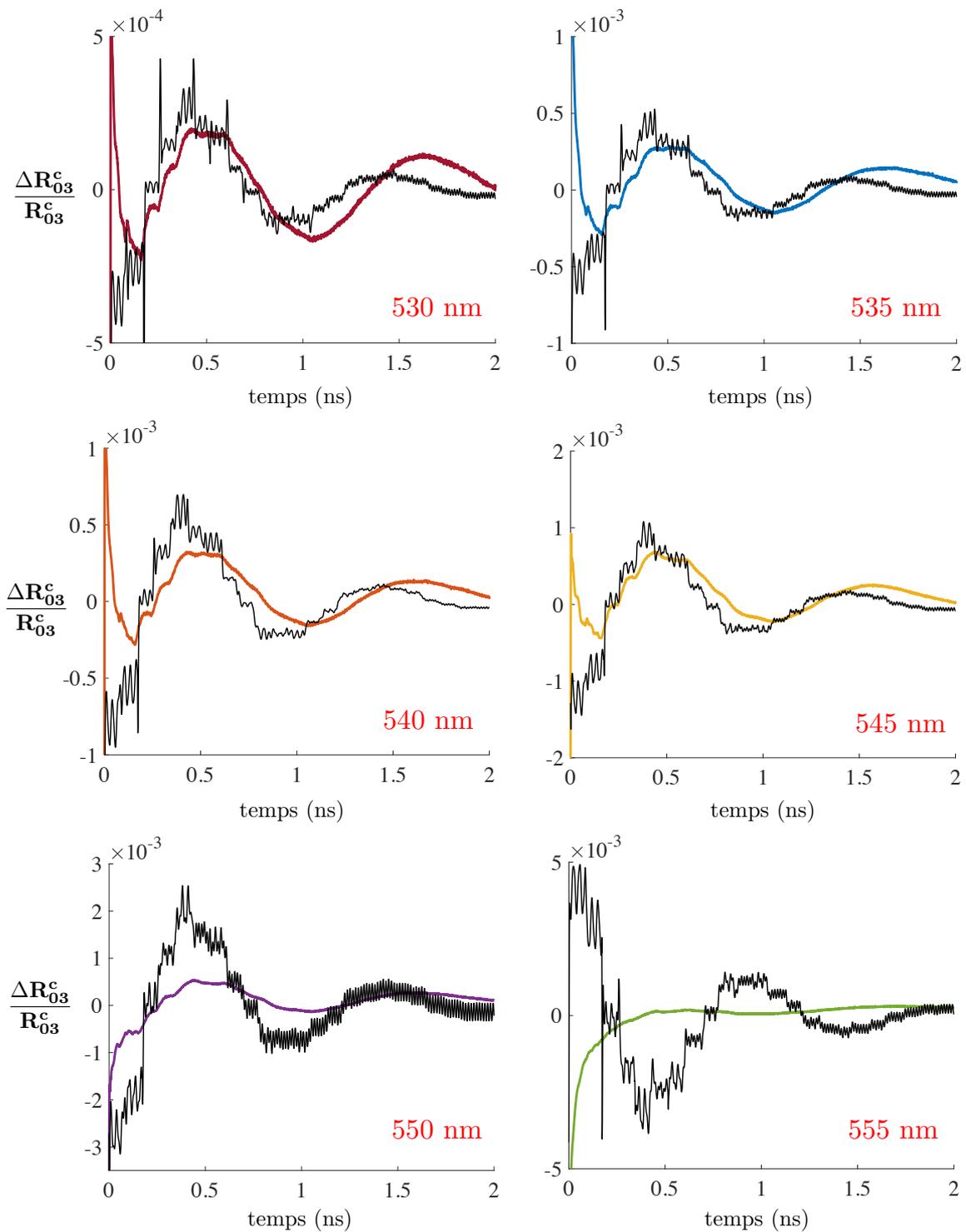


FIGURE 5.13 – Comparaison de la variation dynamique mesurée (en couleur) et calculée (en noir) pour chaque longueur d’onde de 530 à 555 nm.

haute fréquence. Elles sont dues à la détection réflectométrique de l’onde acoustique qui a été générée dans la couche fine de titane et qui n’est pas détectée lors de l’acquisition

(cf. section 3.2.5.2). Expérimentalement, les ondes issues de la couche de titane opaque et qui ont fait plus d'un aller-retour ne sont pas visibles car elles sont atténuées au cours de leur trajet dans la couche de titane et de LiF. Pour finir, la fréquence de la variation basse fréquence des signaux simulés est plus élevée que celle des signaux expérimentaux. La différence s'explique par l'imprécision sur les vitesses acoustiques et les épaisseurs des couches. Le modèle de génération et de détection permet donc de prédire fidèlement la réflectivité dynamique d'un transducteur tri-couche.

5.2.3 Conclusion

Dans cette partie, nous avons étudié la sensibilité de la mesure aux perturbations acoustiques en fonction de la longueur d'onde du faisceau sonde. La variation de l'amplitude des échos a été relevée et comparée à la simulation. Cela a permis de confronter les calculs optiques multicouches à la réflectivité statique et à la sensibilité de la mesure opto-acoustique dans un transducteur multicouche. Le modèle de prédiction de génération et de détection permet d'obtenir une description complète de la réflectivité dynamique d'un transducteur tri-couche. Cependant, l'incertitude sur les paramètres optiques et acoustiques des matériaux crée des différences entre les mesures et les modèles optiques et acoustiques. La mesure est moins sensible aux perturbations acoustiques qu'espéré, l'amplitude de la réflectivité dynamique varie avec la longueur d'onde du faisceau sonde. Par la suite, pour quantifier le gain en amplitude, nous allons comparer une mesure dans un transducteur tri-couche avec une mesure dans un transducteur mono-couche.

5.3 La comparaison avec une mesure dans un transducteur mono-couche saphir-titane

Dans cette dernière partie, nous comparons les mesures dans un transducteur mono-couche et tri-couche. Le transducteur tri-couche utilisé est le même que celui caractérisé dans la section 4.2 car les épaisseurs estimées de ses couches sont proches de celles du transducteur optimal déterminé en simulation. Nous présenterons tout d'abord les réflectivités dynamiques expérimentales du transducteur mono-couche et du transducteur tri-couche pour différentes longueurs d'onde de l'impulsion sonde. Ensuite, pour une longueur d'onde donnée, les amplitudes d'Echo1 et Echo2 seront comparées à l'amplitude des échos du changement relatif de réflectivité mesurés dans le transducteur mono-couche.

5.3.1 La réponse dynamique du transducteur mono-couche saphir-titane et du transducteur tri-couche

Le changement relatif de réflectivité $\Delta R_{01}/R_{01}$ d'un transducteur mono-couche est mesuré pour des longueurs d'onde de faisceau sonde variant de 500 à 580 nm avec un pas de 5 ± 2 nm. La puissance de faisceau pompe est de 120 mW. Les réflectivités mesurées sont représentées sur la figure 5.14.a. Les variations de réflectivité présentent un profil décroissant et des échos sont visibles toutes les 66 ps. Comme attendu, l'amplitude des échos ne varie pas avec la longueur d'onde. Sur la figure 5.14.b, les changements relatifs de réflectivité sont décalés les uns par rapport aux autres pour visualiser la décroissance thermique. L'amplitude de la décroissance thermique augmente et ne s'inverse pas avec la longueur d'onde. L'accroissement est cohérent avec celui du coefficient thermo-élastique tracé en vert sur la figure 5.3 entre 500 et 600 nm. Ainsi, en absence de cavité optique, la contribution du changement de réflectivité causée par l'élévation de la température est proportionnelle au coefficient de thermo-réfectance du titane. Cela confirme qu'une cavité optique en amont d'une couche de titane engendre des inversions du changement de réflectivité relatif à la thermo-réfectance, comme observé dans la section 5.2.1.2.

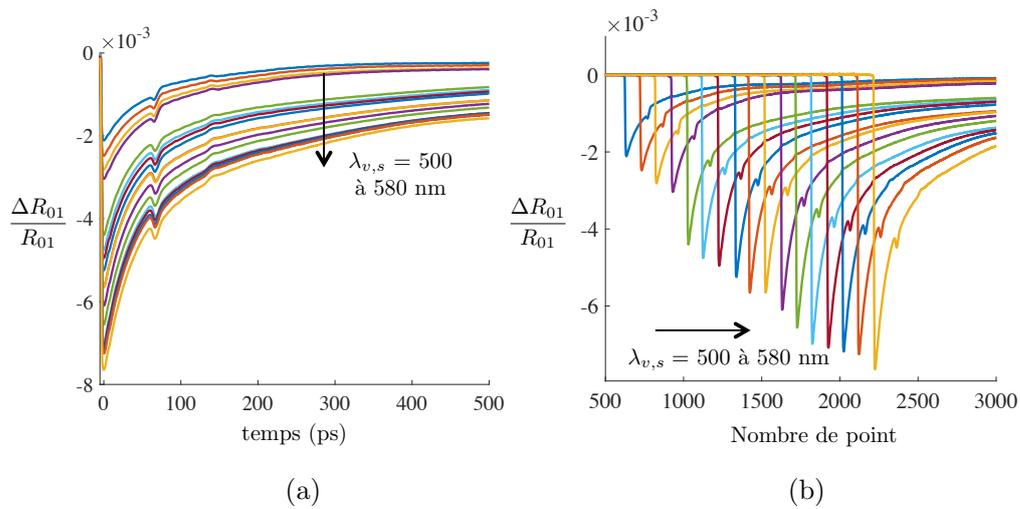


FIGURE 5.14 – a) Changement relatif de réflectivité expérimental du transducteur monocouche $\Delta R_{01}/R_{01}$ en fonction du temps pour la longueur d'onde du faisceau sonde $\lambda_{v,s}$ allant de 500 à 580 nm avec un pas de 5 nm ; b) changement relatif de réflectivité décalés pour pouvoir visualiser la décroissance thermique.

Les changements relatifs de réflectivité du transducteur tri-couche $\Delta \mathbf{R}_{03}^c / \mathbf{R}_{03}^c$ sont représentés sur les figures 5.15.a, b, c et d. La variation de réflectivité d'Echo2 est indiquée par les flèches noires. On peut voir que la concavité de la variation de réflectivité s'inverse deux fois. Ces deux inversions sont similaires aux inversions observées pour le second transducteur étudié dans la section 5.2.1. Les inversions ont lieu entre les longueurs d'onde 510 et 520 nm, et 570 et 580 nm. La sensibilité aux perturbations acoustiques est minimale pour les longueurs d'onde 515 nm et 570 nm. L'évolution de l'amplitude d'Echo2, indiquée par des flèches noires sur la figure 5.15, est relevée sur les scalogrammes à la fréquence 11,5 GHz et est représentée en trait noir et gras sur la figure 5.16. L'épaisseur de la couche de LiF du transducteur est estimée proche de 1021 ± 10 nm grâce à la réflectance statique mesurée. La sensibilité du changement relatif de réflectivité aux perturbations acoustiques, qui s'approche de la variation d'amplitude d'Echo2, est calculée pour une couche transparente de LiF de 1021 nm et une couche semi-transparente de titane de 12 nm. La largeur à mi-hauteur du faisceau sonde est prise en compte et est de 3 nm. La valeur absolue normalisée de la sensibilité aux perturbations acoustiques est représentée en trait fin noir sur la figure 5.16. Dans ce second transducteur, la confrontation des calculs de sensibilité aux valeurs expérimentales est

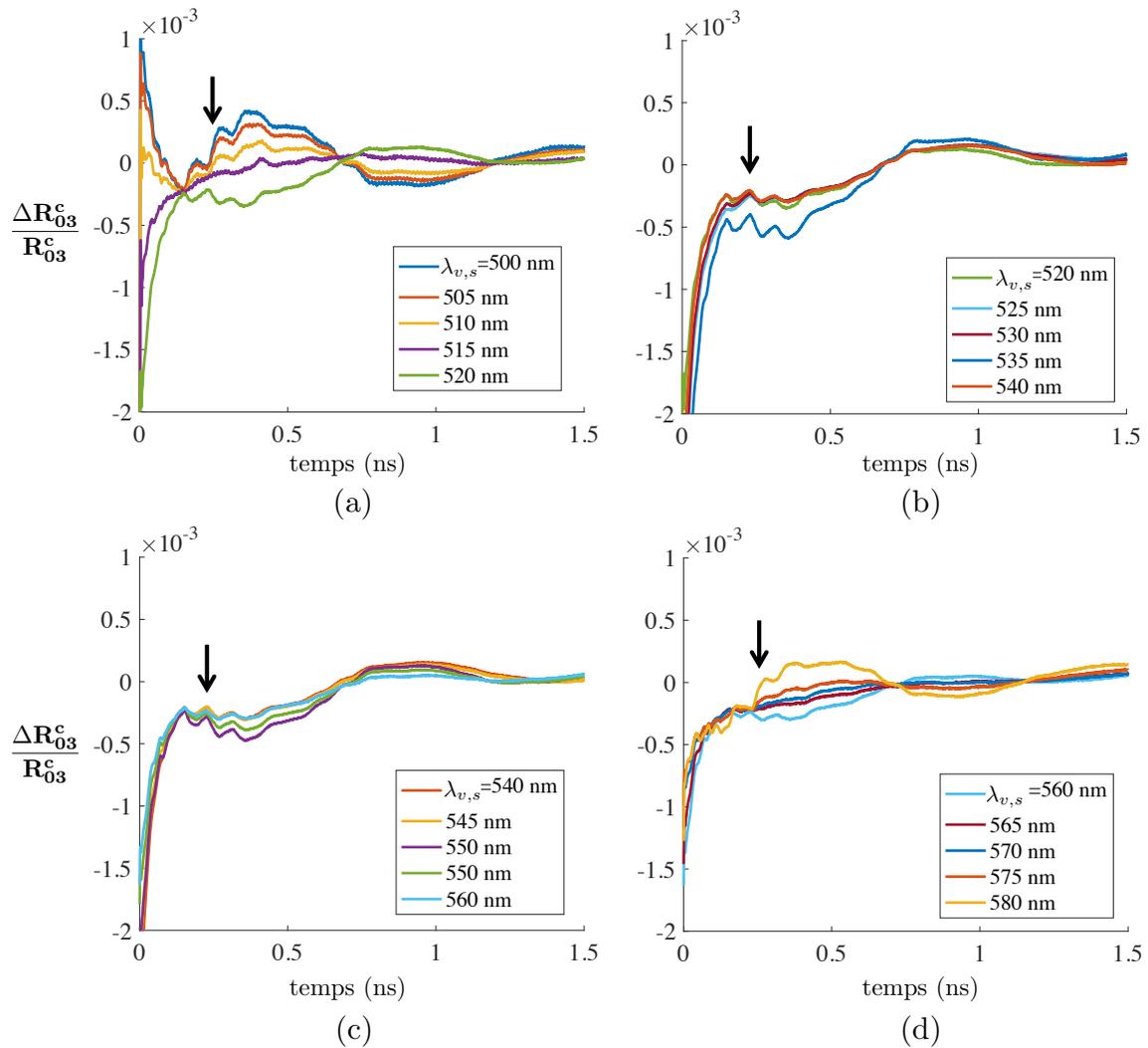


FIGURE 5.15 – Changements relatifs de réflectivité expérimentaux du transducteur tri-couche pour chaque longueur d’onde : a) de 500 à 520 nm ; b) de 520 nm à 540 nm ; c) de 540 nm à 560 nm ; d) de 560 nm et 580 nm.

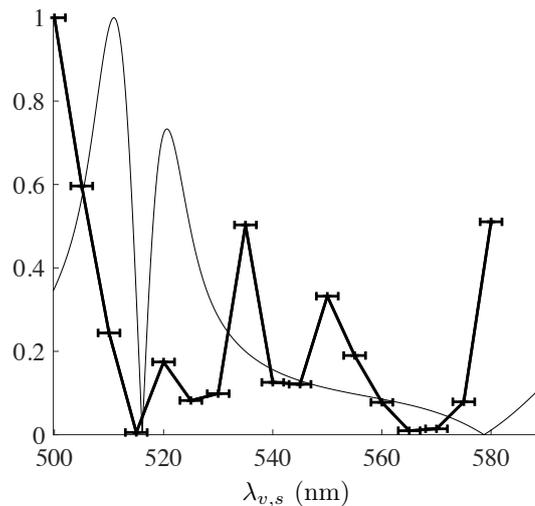


FIGURE 5.16 – Valeur absolue normalisée de l’amplitude expérimentale d’Echo2 (en trait épais noir) et de la sensibilité du changement relatif de réflectivité aux perturbations acoustiques (en trait fin noir) calculés pour une largeur spectrale à mi-hauteur de 3 nm en fonction de la longueur d’onde du faisceau sonde.

moins satisfaisante que celle présentée sur la figure 5.8.b pour l’autre transducteur. Toutefois la sensibilité suit la même tendance que l’évolution de l’amplitude des mesures.

5.3.2 Le gain en amplitude

Dans l’optique de quantifier le gain en amplitude entre une mesure avec le transducteur tri-couche et une mesure dans un transducteur mono-couche saphir-titane, les deux transducteurs sont utilisés dans les mêmes conditions expérimentales. Sur la figure 5.16, l’amplitude d’Echo2 est maximale pour la longueur d’onde 500 nm. Elle est comparée sur la figure 5.17 à l’amplitude du premier écho dans le transducteur mono-couche saphir-titane mesurée avec la même longueur d’onde de faisceau sonde, la même fluence et les mêmes autres conditions expérimentales. Pour Echo1 (flèche rouge), l’amplitude obtenue avec le transducteur est trois fois plus petite que celle obtenue avec le transducteur mono-couche (flèche verte). Le rapport entre Echo2 (flèche noire) et l’écho du transducteur mono-couche est égal à 1. Le gain d’un facteur 5 espéré n’est pas obtenu expérimentalement. Néanmoins, les mesures sont prometteuses car malgré une sensibilité dégradée par rapport à la simulation, il est possible d’obtenir un rapport de

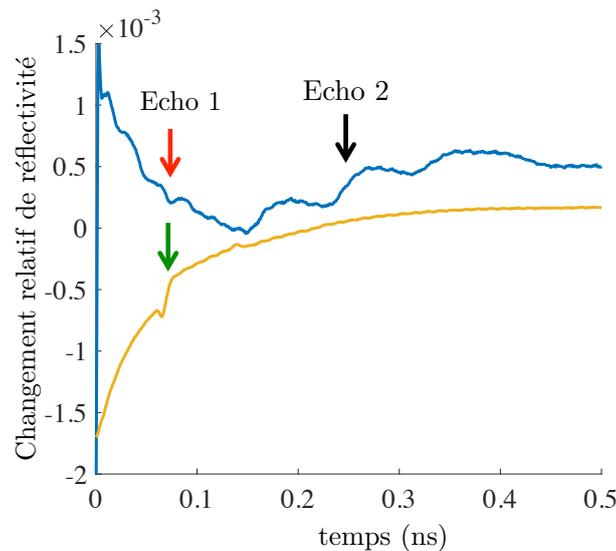


FIGURE 5.17 – Réflectivité dynamique pour un faisceau sonde de longueur d’onde 500 nm dans le transducteur tri-couche (en bleu) et dans le transducteur mono-couche (en jaune).

l’ordre de l’unité pour Echo2 avec le faisceau sonde de longueur d’onde 500 nm. Si l’on parvient à optimiser correctement le transducteur pour la longueur d’onde du faisceau sonde du dispositif hétérodyne de l’I2M, il serait possible d’effectuer des échographies de l’interface entre le transducteur et la cellule en analysant l’amplitude d’Echo2 sans avoir à soustraire le fond thermique. Cependant, en l’état Echo2 ne permettrait pas de mesurer les dispersions fréquentielles du coefficient de réflexion acoustique à l’interface entre le titane et la cellule car son contenu spectral est trop étroit. Il serait alors difficile d’accéder à la raideur d’adhésion de la cellule au moyen des modèles utilisés actuellement dans l’équipe d’accueil.

5.3.3 Conclusion

Dans cette section, la détection avec plusieurs longueurs d’onde a été effectuée dans le premier transducteur décrit dans la session 4.2. La sensibilité expérimentale de la mesure relative est retrouvée en simulation. Ainsi, on a pu voir avec les deux transducteurs composés de couches d’épaisseurs différentes que quelle que soit l’épaisseur de la couche transparente, la sensibilité d’un transducteur tri-couche calculée représente bien la sensibilité expérimentale de la réflectance aux changements d’épaisseur de la couche

5.3. LA COMPARAISON AVEC UNE MESURE DANS UN TRANSDUCTEUR MONO-COUCHE SAPHIR-TITANE

transparente. Le gain expérimental entre une mesure dans un transducteur tri-couche et monocouche a été estimé expérimentalement. Le gain espéré n'est pas atteint. Cela peut s'expliquer par une sensibilité de la mesure relative aux perturbations acoustiques non optimale. Les propriétés optiques et acoustiques effectives du transducteur doivent donc être mieux maîtrisées pour réaliser un assemblage produisant une bonne sensibilité à la longueur d'onde du faisceau sonde utilisé.

5.4 Conclusion du chapitre

Dans ce dernier chapitre, nous avons étudié la sensibilité expérimentale du changement relatif de réflectivité d'un transducteur tri-couche et avons quantifié le gain en amplitude entre deux transducteurs mono-couche et tri-couche.

La comparaison entre la variation de réflectivité expérimentale et simulée en fonction de la longueur d'onde du faisceau sonde a montré que le modèle développé de génération et de détection permet de bien rendre compte de la réflectance statique et dynamique expérimentale d'un transducteur tri-couche. La sensibilité expérimentale du transducteur tri-couche a également été étudiée. Cette dernière est plus faible et a une variation plus large en longueur d'onde que la sensibilité calculée. Cette différence peut être expliquée par l'effet cumulé de différents paramètres tels que la largeur spectrale du faisceau sonde, l'incertitude sur l'épaisseur de la couche semi-transparente de titane et sur l'absorption optique dans le titane.

La quantification de l'efficacité d'un transducteur tri-couche par rapport à un transducteur mono-couche saphir-titane permet de constater qu'il est possible d'avoir un écho issu de la couche de titane semi-transparente d'amplitude identique à celle de l'écho dans le transducteur mono-couche. Dans l'optique d'améliorer la sensibilité aux perturbations acoustiques, un travail sur la réalisation du transducteur tri-couche est nécessaire. Tout d'abord, une caractérisation des propriétés physiques des matériaux devra être faite pour ensuite optimiser ses dimensions en utilisant les outils de simulation développés dans cette thèse. Ensuite, un protocole pour contrôler les épaisseurs des couches déposées devra également être mis en place. Une autre technique de dépôt plus précise pourrait aussi être envisagée.

Conclusion générale et perspectives

L'objectif de ce travail était de concevoir un nouveau transducteur pour améliorer la sensibilité de la détection opto-acoustique aux perturbations acoustiques. Cela doit permettre de réaliser des mesures avec un meilleur rapport signal sur bruit et, ainsi, de distinguer les changements de propriétés physiques au sein d'une cellule immergée dans un liquide. Pour cela, nous avons utilisé la sensibilité d'une cavité optique aux variations de son épaisseur. Nous avons développé et implémenté un outil de prédiction de génération et de détection multicouche opto-acoustique pour étudier la physique d'un transducteur multicouche. Grâce à cela, il est possible de simuler la réflectivité dynamique d'un transducteur multicouche et de déterminer les matériaux et les épaisseurs des couches optimaux. Nous avons également estimé le gain en amplitude du changement de réflectivité provoqué par l'utilisation du nouveau transducteur relativement à un transducteur usuel.

Tout d'abord, dans un premier chapitre, nous avons présenté la physique et la modélisation de la génération et de la détection opto-acoustique pour un transducteur usuel. La notion de cavité optique a été introduite, et nous avons décrit l'interaction élasto-optique d'un faisceau laser avec la perturbation acoustique dans un milieu semi-infini puis dans une couche, tous les deux transparents. La présence d'une cavité optique rend la mesure plus sensible aux déplacements des interfaces. Nous avons vu que l'augmentation du facteur de qualité d'une cavité et l'optimisation de sa sensibilité aux variations d'épaisseur peut se faire par un choix judicieux des matériaux et de son épaisseur. Cependant pour un substrat transparent, d'épaisseur finie et inférieure à la longueur de cohérence, le facteur de qualité de la cavité optique n'est pas suffisant pour avoir l'effet souhaité. Ainsi, pour avoir une cavité optique avec un haut facteur de qualité, il est nécessaire de complexifier le transducteur.

Pour concevoir un transducteur multicouche, il est indispensable de développer un outil de prédiction de génération et de détection multicouche opto-acoustique qui prend en compte les effets de cavité. Nous avons donc exposé dans le chapitre 2 un modèle général multicouche de génération opto-acoustique basé sur le formalisme des matrices de transfert. Il permet, grâce à un modèle multicouche optique et acoustique, de calculer en tout point de la structure : le champ électrique du faisceau pompe, la densité d'énergie électromagnétique dans les couches absorbantes, l'élévation de température qui en résulte et le champ acoustique généré.

Suite à cela, nous avons présenté dans le chapitre 3 la modélisation de la détection opto-acoustique dans une structure tri-couche. Le modèle tient compte des différentes interactions qui peuvent faire varier la réflectivité d'une structure tri-couche. La première est l'interaction avec le changement local d'indice de réfraction créé par la perturbation acoustique dans une couche opaque, des couches semi-transparentes et transparentes. L'interaction dans une couche semi-transparente ou transparente est décomposée au premier ordre en trois interactions qui correspondent à celles des ondes progressives et rétrogrades avec le changement d'indice ainsi que leur transmission à travers la perturbation. La deuxième interaction est celle due à la sensibilité du faisceau sonde au déplacement des interfaces en présence de cavités optiques, c'est-à-dire à la variation d'épaisseur des couches. Dans l'ensemble du modèle, le couplage optique entre les couches est pris en compte dans les coefficients de réflexion et de transmission optiques des couches. Grâce à cette modélisation, il est alors possible d'obtenir le changement de réflectivité d'une structure tri-couche et la contribution de chacune des couches séparément.

Puis, nous avons utilisé le modèle optique multicouche pour étudier et comprendre l'optimisation optique d'une structure tri-couche. Ainsi, l'optimisation de la structure permet de sélectionner les matériaux des couches métalliques et transparentes. Les épaisseurs optimales des couches sont déterminées d'une part en étudiant la sensibilité du changement relatif de réflectivité à la variation d'épaisseur. Le choix tient compte également de la chronométrie des échos acoustiques qui ne doivent pas se superposer. Une fois le transducteur tri-couche optimisé, nous avons vérifié la cohérence entre

l'évolution de l'amplitude de la réflectivité dynamique d'un transducteur tri-couche et la sensibilité aux variations d'épaisseur de la mesure de réflectivité relative de la couche transparente. La comparaison de la réflectivité dynamique du transducteur tri-couche pour les sensibilités optimales avec celle d'un transducteur usuel a permis de quantifier le gain en amplitude que l'on peut obtenir avec le nouveau transducteur. En outre, la simulation met en avant la présence d'une onde de grande amplitude générée dans la couche semi-transparente de titane qui pourrait être utilisée en complément de l'onde acoustique générée dans la couche opaque de titane.

Après avoir conçu et réalisé les nouveaux transducteurs, nous les avons testés sur le dispositif de mesure asynchrone de l'I2M. La confrontation des mesures en transmission et en réflexion avec les simulations a permis d'estimer les vitesses acoustiques, les coefficients élasto-optiques ainsi que les épaisseurs des couches. Il est difficile de déterminer précisément l'épaisseur de la couche transparente à cause de différentes sources d'erreur. La première source est relative à la technique de dépôt. En effet, il est difficile d'avoir des épaisseurs précises au nanomètre près. Or, une erreur aussi petite que 10 nm dégrade fortement le facteur de qualité. Il peut aussi y avoir une variation des propriétés optiques et acoustiques des différentes couches. La seconde source est l'imprécision de l'extraction des données lors du traitement post-mesure.

Pour contourner l'indétermination sur les épaisseurs et étudier la sensibilité d'un transducteur tri-couche, nous avons donc fait varier la longueur d'onde optique du faisceau sonde. Grâce à ces mesures avec différentes longueurs d'onde de faisceau sonde, nous avons mis en exergue une concordance entre les réflectivités statique et dynamique mesurées et simulées. À partir de la mesure de la réflectivité dynamique, la sensibilité de la mesure relative à la variation d'épaisseur de la couche transparente a été obtenue pour chaque longueur d'onde. La comparaison avec la sensibilité calculée montre qu'elle est plus faible qu'attendue. Trois paramètres peuvent expliquer la perte de sensibilité : la largeur spectrale du faisceau sonde, l'épaisseur de la couche semi-transparente et l'absorption optique dans les couches métalliques. L'influence des trois paramètres se combine et dégrade la sensibilité du transducteur aux perturbations acoustiques. Dans un dernier temps, grâce à la comparaison des mesures effectuées

pour un transducteur tri-couche et pour un transducteur usuel, nous avons constaté que pour une longueur d'onde qui offre une sensibilité maximale nous pouvons obtenir un rapport de l'ordre de l'unité avec l'onde générée dans la couche semi-transparente de titane. L'amplitude de l'onde générée dans la couche opaque de titane est trois fois plus petite. Les résultats ne sont pas satisfaisants car le gain est plus faible que prévu. Pour augmenter la sensibilité, il est donc indispensable de connaître avec plus de précision les paramètres physiques des matériaux. Cela permettra d'optimiser un transducteur multicouche dont le gain en amplitude serait significatif par rapport à un transducteur usuel.

Ainsi, l'élaboration d'un modèle qui décrit le processus de génération (lien optique-thermique-acoustique) et de détection (lien acoustique-optique) dans une structure multicouche a permis la compréhension en profondeur de la physique de la génération et de la détection opto-acoustique pour un transducteur tri-couche. L'optimisation d'un transducteur tri-couche à l'aide d'arguments optiques et acoustiques a été étudiée. Grâce à l'élaboration du nouveau transducteur et aux mesures effectuées sur les dispositifs hétérodynes, les transducteurs ont été caractérisés et les modèles validés. L'étude a montré que les limites sont expérimentales : la précision nécessaire sur les épaisseurs est difficile à obtenir et les caractéristiques optiques et acoustiques des matériaux dépendent des paramètres de dépôt.

À court terme, on peut entrevoir deux voies d'amélioration. La première concernerait le modèle utilisé pour la simulation. Nous avons constaté lors de l'étude qu'il y a un écart entre le modèle et la mesure dû à l'absence d'atténuation acoustique dans la simulation. Il serait alors intéressant de réécrire les calculs multicouche de génération afin de pouvoir prendre en compte l'atténuation acoustique dans le LiF. Le modèle pourrait également être modifié pour prendre en compte la diffusion thermique.

La deuxième voie d'amélioration consisterait à mettre en place un protocole de caractérisation optique des matériaux pour optimiser les transducteurs tri-couches par la simulation. Un contrôle plus rigoureux des épaisseurs déposées lors de la réalisation devra être élaboré à l'aide de dépôts témoins et du contrôle de la vitesse de dépôt. Un changement de la technique de dépôt pourrait être envisagé pour avoir une meilleure

précision sur l'épaisseur des couches.

Le transducteur pourrait également être modifié :

- pour améliorer la génération, c'est-à-dire en diminuant la densité d'énergie électromagnétique dans la couche semi-transparente et en la maximisant dans la couche opaque de titane, tout en conservant la configuration multicouche étudiée. La couche semi-transparente de titane pourrait être remplacée par un matériau du même indice optique que le titane, mais qui présente une moindre absorption optique ou un moindre coefficient d'expansion thermique ;

- pour accroître l'amplitude des déplacements de l'interface entre le milieu transparent et la couche opaque. Pour cela, nous pourrions remplacer le LiF par un matériau transparent de moindre impédance ;

- pour réaliser l'étude de la sensibilité de la structure tri-couche sans modifier la longueur d'onde optique du laser sonde. Dans l'optique de faire l'étude de sensibilité sur le dispositif asynchrone, dont le faisceau sonde n'a qu'une seule longueur d'onde, nous avons élaboré une structure tri-couche avec un gradient d'épaisseur de couche transparente et une épaisseur optimale située au centre du transducteur. L'échantillon serait déplacé à l'aide des platines motorisées micrométriques pour faire des mesures le long du gradient d'épaisseur.

Lors de l'optimisation, le maximum de sensibilité n'est pas associé à un maximum d'énergie transmise dans la couche opaque. La génération des ondes créées dans la couche opaque de titane s'effectue avec un dépôt d'énergie moindre que pour le transducteur mono-couche. A moyen terme, afin de combiner le maximum de sensibilité pour le faisceau sonde et le maximum de transmittance pour le faisceau pompe, nous pourrions modifier le dispositif expérimental pour avoir un angle d'incidence pour le faisceau pompe. Le modèle multicouche optique devrait prendre en compte l'angle d'incidence du faisceau pompe. Cependant, une perte d'énergie serait possible à cause des ondes optiques qui fuient dans le guide d'onde optique.

Pour prospecter la sensibilité du transducteur avec une seule longueur d'onde optique de faisceau sonde, nous pourrions également modifier le dispositif expérimental pour incliner le faisceau sonde. Toutefois, il y aurait une perte de résolution latérale et le modèle de détection devrait prendre en compte l'angle d'incidence du faisceau

sonde [74].

À plus long terme, nous pouvons repenser le transducteur en remplaçant la couche semi-transparente de titane par un réseau de Bragg comme évoqué par F.Yang [9]. Il serait conçu pour réfléchir le faisceau sonde et laisser passer le faisceau pompe. Le faisceau sonde traverserait le réseau de Bragg et se réfléchirait multiples fois dans la cavité. L'indice de réfraction effectif permettrait de contrôler le coefficient de réflexion du réseau de Bragg et d'obtenir un facteur de qualité optimal pour maximiser l'amplitude de la détection des perturbations acoustiques. De plus, le réseau de Bragg n'absorbant pas la pompe, le dépôt d'énergie dans la couche opaque serait ainsi identique au cas d'un transducteur monocouche. Il y aurait une génération d'onde seulement dans la couche opaque. Les arrivées acoustiques seraient alors moins nombreuses à l'interface entre le milieu transparent et la couche opaque. Cependant, un réseau de Bragg est sensible aux variations de température et aux déformations mécaniques. L'épaisseur et le matériau de la couche transparente devraient alors être judicieusement choisis pour protéger le réseau de l'élévation de température qui pourrait être diffusée à travers la couche transparente.

Annexe A

Génération opto-acoustique

Cette première annexe donne les détails des principaux calculs utiles à la modélisation de la génération d'ondes par l'acoustique picoseconde

A.1 Densité d'énergie dans une couche absorbante opaque

A.1.1 Champ électromagnétique

Une onde électromagnétique dans le vide en polarisation¹ rectiligne dans un milieu non chargé² est un trièdre orthogonal direct composé :

- d'un vecteur d'onde $\vec{q} = q\vec{e}$ qui détermine la direction de propagation de l'onde plane sinusoïdale où $\vec{e} = (e_x, e_y, e_z)$ est le vecteur unitaire d'une base orthonormée directe ;
- d'un champ électrique \vec{E} orthogonal au vecteur d'onde ;
- et d'un champ magnétique \vec{H} qui d'après Maxwell est relié au vecteur d'onde et au champ électrique par la relation :

$$\vec{B} = \frac{\vec{q} \wedge \vec{E}}{\omega}, \quad (\text{A.1})$$

où ω est la pulsation de l'onde optique et $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ est le champ d'induction magnétique avec μ_0 la perméabilité magnétique du vide.

1. La polarisation de l'onde est la figure décrite par l'extrémité du vecteur champ électrique au cours du temps dans un plan d'onde. Pour une onde plane homogène l'amplitude de l'onde est constante dans le plan d'onde.

2. Pour une densité de charge du matériau nulle.

L'énergie électromagnétique transportée par l'onde est donnée par le vecteur de Poynting, ou encore le vecteur de courant d'énergie, qui est le produit vectoriel du champ électrique et du champ magnétique :

$$\vec{\Pi} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0}. \quad (\text{A.2})$$

Le vecteur de Poynting est colinéaire au vecteur d'onde et se propage alors dans le vide dans une direction orthogonale au plan d'onde.

L'intensité du laser incident I est la quantité d'énergie totale répartie sur la surface délimitée par la tâche laser :

$$I = \iint \vec{\Pi} \cdot d\vec{S}. \quad (\text{A.3})$$

A.1.2 Calcul de la densité d'énergie déposée dans une couche

$$\xi \leq d$$

L'impulsion laser se propage dans le vide avec un vecteur d'onde $q_{v,p}$ avant de rentrer en contact avec la couche absorbante, indiquée 1, et d'y pénétrer. L'onde qui pénètre dans la couche n'est qu'une partie de l'onde incidente puisqu'elle est partiellement réfléchie et transmise à l'interface. La partie transmise se propage dans la couche sur une longueur de pénétration optique bien inférieure à l'épaisseur de la couche d_1 . La couche est considérée comme un milieu semi-infini. L'onde électromagnétique qui rentre dans la couche est alors composée des champ électrique et d'induction magnétique suivants :

$$\vec{E}_1(z, t) = t_{v1} a_v e^{j(\omega t - q_{1,p} z)} \vec{e}_E, \quad (\text{A.4})$$

$$\vec{B}_1(z, t) = \frac{q_{1,p}}{\omega} t_{v1} a_v e^{j(\omega t - q_{1,p} z)} \vec{e}_B, \quad (\text{A.5})$$

où t_{v1} est le coefficient de transmission optique de la couche, a_v l'amplitude du champ électrique incident et, \vec{e}_E et \vec{e}_B sont les vecteurs polarisation du champ électrique et magnétique.

L'onde optique a un vecteur d'onde $q_{1,p} = q_{v,p} n_{1,p}$ avec $n_{1,p}$ l'indice de réfraction optique du milieu. La couche traversée absorbe l'énergie optique. Par conséquent, l'indice de réfraction optique est complexe $n_{1,p} = n'_{1,p} - j n''_{1,p}$ où $n'_{1,p}$ est la partie réelle et $n''_{1,p}$ est la partie imaginaire de l'indice de réfraction. Le nombre d'onde est alors

également complexe $q_{1,p} = q'_{1,p} - jq''_{1,p}$ où $q'_{1,p}$ est la partie réelle et $q''_{1,p}$ est la partie imaginaire du nombre d'onde.

L'énergie perçue est la moyenne temporelle du vecteur de Poynting :

$$\langle \vec{\Pi}_1 \rangle_t = \frac{1}{2\mu_1} \Re\{\vec{E}_1 \wedge \vec{B}_1^*\}, \quad (\text{A.6})$$

où \vec{B}_1^* est le conjugué du champ d'induction magnétique et μ_1 est la perméabilité magnétique du milieu.

On a alors :

$$\langle \vec{\Pi}_1 \rangle_t = (|t_{v1}|a_v)^2 \frac{q'_{1,p}}{2\mu_1\omega} e^{-2q''_{1,p}z} \vec{e}_E \wedge \vec{e}_B. \quad (\text{A.7})$$

La moyenne temporelle de l'énergie électromagnétique et le vecteur de densité volumique de courant \vec{j} sont reliés à la densité volumique d'énergie électromagnétique Q_1 par l'équation locale de conservation électromagnétique :

$$\nabla \cdot \vec{\Pi}_1 + \frac{\partial Q_1}{\partial t} = -\vec{j} \cdot \vec{E}_1. \quad (\text{A.8})$$

En absence de courant volumique dans le matériau $\vec{j} = \vec{0}$, l'équation (A.8) s'écrit suivant \vec{e}_z :

$$\frac{\partial Q_1}{\partial t} = -\nabla \cdot \langle \Pi_1 \rangle_t, \quad (\text{A.9a})$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial Q_1}{\partial t} = (|t_{v1}|a_v)^2 \frac{q'_{1,p}q''_{1,p}}{2\mu_1\omega} e^{-2q''_{1,p}z}. \quad (\text{A.9b})$$

Pour obtenir l'expression de la densité d'énergie électromagnétique, on intègre sur le temps l'équation A.9b. De plus, en posant la vitesse de l'onde optique dans le milieu telle que $v^2 = 1/\varepsilon_0\mu_0$, où ε_0 est la constante diélectrique dans le vide, et la perméabilité magnétique relative du milieu $\mu_{r,1} = \mu_1/\mu_0$, on peut réécrire l'équation (A.9b) :

$$Q_1 = \frac{n'_{1,p}v\varepsilon_0\beta_{1,p}}{2\mu_{r,1}} (|t_{v1}|a_0)^2 e^{-\beta_{1,p}z} f_t(t). \quad (\text{A.10})$$

Elle correspond à la quantité de chaleur déposée par le laser dans une couche absorbante. Le profil temporel de l'énergie est donné par $f_t(t)$, de dimension $[T]^{-1}$, introduite dans l'expression (A.10) par l'intégration sur le temps.

Le matériau est amagnétique, la perméabilité magnétique relative $\mu_{r,1}$ est alors égale à 1. L'intensité de l'onde incidente est $I_0 = (\varepsilon_0 a_v^2 v)/2$. Le coefficient de transmission optique en énergie T est égal à $(n'_{1,p}/n_{v,p})|t_{v1}|^2$ où $n_{v,p}$ est l'indice de réfraction du vide. Comme $n_{v,p} = 1$, $T = |t_{v1}|^2 n'_{1,p}$, l'énergie transmise dans la couche s'écrit $I = I_0 T = I_0 |t_{v1}|^2 n'_{1,p}$.

On peut donc réécrire l'équation (A.10) :

$$Q_1 = \beta_{1,p} I e^{-\beta_{1,p} z} f_t(t), \quad (\text{A.11})$$

avec $\beta_{1,p} = 2q''_{1,p}$ qui est le coefficient d'absorption optique.

Il n'y a pas de perte d'énergie lors de la réflexion et de la transmission à l'interface, on a $T = 1 - R$ où R est le coefficient de réflexion optique en intensité. L'intensité transmise est ainsi égale à la différence entre l'intensité incidente et l'intensité réfléchie $I = I_0 T = I_0(1 - R)$, d'où l'expression de la densité d'énergie électromagnétique :

$$Q_1 = \beta_{1,p} I_0 (1 - R) e^{-\beta_{1,p} z} f_t(t). \quad (\text{A.12})$$

A.2 Le champ de température et de déplacement dans une couche absorbante opaque

A.2.1 Le champ de température

Le champ de température résulte de l'absorption de l'impulsion lumineuse dans une couche absorbante, indicée 1, d'épaisseur d_1 avec $d_1 \gg \xi_{1,p}$ où $\xi_{1,p}$ est la longueur de pénétration optique du faisceau pompe dans la couche absorbante. On calcule l'élévation de température produite en résolvant l'équation de la chaleur dans l'espace de Fourier :

$$\frac{\partial^2 \tilde{T}_1(z, \omega)}{\partial z^2} - \Gamma_1^2 \tilde{T}_1(z, \omega) = -\frac{\tilde{Q}_1(z, \omega)}{\rho_1 C_{p,1} \chi_1}, \quad (\text{A.13})$$

où $\Gamma_1 = \sqrt{j\omega/\chi_1}$ est le coefficient de diffusion thermique et $\chi_1 = \kappa_1/(C_{p,1}\rho_1)$ est la diffusivité thermique avec κ_1 la conductivité thermique, $C_{p,1}$ la chaleur spécifique et ρ_1 la masse volumique.

L'équation (A.13) est une équation différentielle du second degré avec second membre. La solution de l'équation \tilde{T}_1 est la somme de la solution homogène \tilde{T}_1^h et particulière \tilde{T}_1^p . Ainsi, pour $z \in [0, d_1]$ on a :

$$\tilde{T}_1 = \tilde{T}_1^h + \tilde{T}_1^p = \tilde{T}_1^\Gamma e^{-\Gamma_1 z} + \tilde{T}_1^\beta e^{-\beta_{1,p} z}. \quad (\text{A.14})$$

La solution homogène et la solution particulière sont respectivement dépendantes du coefficient de diffusion thermique Γ_1 et du coefficient d'absorption optique $\beta_{1,p}$.

Pour déterminer l'amplitude de la solution particulière \tilde{T}_1^β , on injecte la solution particulière $\tilde{T}_1^\beta e^{-\beta_{1,p} z}$ dans l'équation (A.13). On obtient l'amplitude de la solution particulière :

$$\tilde{T}_1^\beta = \frac{\beta_{1,p} I_0 (1 - R)}{\rho_1 C_{p,1} \chi_1 (\Gamma_1^2 - \beta_{1,p}^2)}. \quad (\text{A.15})$$

On calcule ensuite l'amplitude de la solution homogène \tilde{T}_1^Γ à partir de la condition limite de flux nul à l'interface $z = 0$:

$$\left. \frac{\partial \tilde{T}_1}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \tilde{T}_1^\Gamma = -\frac{\beta_{1,p}}{\Gamma_1} \tilde{T}_1^\beta. \quad (\text{A.16})$$

On obtient enfin l'expression de la solution de l'équation de la chaleur pour une couche absorbante d'épaisseur $d_1 \gg \xi_{1,p}$:

$$\tilde{T}_1(z, \omega) = \sum_{m=\Gamma_1, \beta_{1,p}} \frac{\beta_{1,p} I_0(1-R)f(\omega)}{\kappa_1(\Gamma_1^2 - \beta_{1,p}^2)} \tilde{T}_1^m e^{-mz}. \quad (\text{A.17})$$

A.2.2 Le champ de déplacement

L'équation du mouvement dans le domaine de Fourier en ω relie la température $\tilde{T}_1(z, \omega)$ au déplacement mécanique $\tilde{u}_1(z, \omega)$ de la couche absorbante :

$$\frac{\partial^2 \tilde{u}_1(z, \omega)}{\partial z^2} + k_1^2 \tilde{u}_1(z, \omega) = \alpha_1 \frac{\partial \tilde{T}_1(z, \omega)}{\partial z}, \quad (\text{A.18})$$

où $k_1 = \sqrt{\rho_1 \omega^2 / v_{L,1}}$ est le nombre d'onde acoustique avec $v_{L,1}$ la vitesse de l'onde acoustique dans la couche et α_1 est la dilatation thermique.

La solution \tilde{u}_1 est la somme des solutions homogène et particulière :

$$\tilde{u}_1 = \underbrace{\tilde{U}_1^{h+} e^{jk_1 z} + \tilde{U}_1^{h-} e^{-jk_1 z}}_{\text{solution homogène}} + \underbrace{\tilde{U}_1^\Gamma e^{-\Gamma_1 z} + \tilde{U}_1^\beta e^{-\beta_{1,p} z}}_{\text{solution particulière}}, \quad (\text{A.19})$$

où \tilde{U}_1^{h+} et \tilde{U}_1^{h-} sont les amplitudes des parties rétrograde et progressive de la solution homogène et \tilde{U}_1^Γ et \tilde{U}_1^β sont les amplitudes des solutions particulières relatives à la diffusion thermique Γ_1 et au coefficient d'absorption optique $\beta_{1,p}$.

Dans un premier temps, pour obtenir les amplitudes de la solution particulière, on injecte la solution particulière dans l'équation (A.18), ce qui donne :

$$\tilde{U}_1^\Gamma (\Gamma_1^2 + k_1^2) e^{-\Gamma_1 z} + \tilde{U}_1^\beta (\beta_{1,p}^2 + k_1^2) e^{-\beta_{1,p} z} = -\alpha_1 (\tilde{T}_1^\Gamma \Gamma_1 e^{-\Gamma_1 z} + \tilde{T}_1^\beta \beta_{1,p} e^{-\beta_{1,p} z}), \quad (\text{A.20})$$

où \tilde{T}_1^Γ et \tilde{T}_1^β sont les amplitudes du champ de température. Par identification on déduit les amplitudes de la solution particulière :

$$\tilde{U}_1^\Gamma = -\frac{\alpha_1 \tilde{T}_1^\Gamma \Gamma_1}{(\Gamma_1^2 + k_1^2)}, \quad \tilde{U}_1^\beta = -\frac{\alpha_1 \tilde{T}_1^\beta \beta_{1,p}}{(\beta_{1,p}^2 + k_1^2)}. \quad (\text{A.21})$$

Dans un deuxième temps, on obtient les amplitudes des solutions homogènes grâce aux conditions limites de bords libres, c'est-à-dire de contraintes nulles en $z = 0$ et $z = d_1$:

$$\frac{\partial \tilde{u}_1}{\partial z} - \alpha_1 \tilde{T}_1 \Big|_{z=0, d_1} = 0, \quad (\text{A.22})$$

- en $z = 0$:

$$jk_1 \tilde{U}_1^{h+} - jk_1 \tilde{U}_1^{h-} - \Gamma_1 \tilde{U}_1^\Gamma - \beta_{1,p} \tilde{U}_1^\beta - \alpha_1 (\tilde{T}_1^\Gamma + \tilde{T}_1^\beta) = 0; \quad (\text{A.23})$$

- en $z = d_1$:

$$jk_1 \tilde{U}_1^{h+} e^{jk_1 d_1} - jk_1 \tilde{U}_1^{h-} e^{-jk_1 d_1} - \Gamma_1 \tilde{U}_1^\Gamma e^{-\Gamma_1 d_1} - \beta_{1,p} \tilde{U}_1^\beta e^{-\beta_{1,p} d_1} - \alpha_1 (\tilde{T}_1^\Gamma e^{-\Gamma_1 d_1} + \tilde{T}_1^\beta e^{-\beta_{1,p} d_1}) = 0. \quad (\text{A.24})$$

Tout d'abord, à partir de l'équation (A.23), on obtient une écriture de l'amplitude \tilde{U}_1^{h+} :

$$\tilde{U}_1^{h+} = \frac{1}{jk_1} [jk_1 \tilde{U}_1^{h-} + \Gamma_1 \tilde{U}_1^\Gamma + \beta_{1,p} \tilde{U}_1^\beta + \alpha_1 (\tilde{T}_1^\Gamma - \tilde{T}_1^\beta)]. \quad (\text{A.25})$$

Ensuite, en injectant l'expression (A.25) dans l'équation (A.24) on obtient l'amplitude \tilde{U}_1^{h-} :

$$\tilde{U}_1^{h-} = -\frac{1}{2k_1 \sin(k_1 d_1)} \left[(\tilde{U}_1^\Gamma \Gamma_1 + \alpha_1 \tilde{T}_1^\Gamma) (e^{-\Gamma_1 d_1} - e^{jk_1 d_1}) + (\tilde{U}_1^\beta \beta_{1,p} + \alpha_1 \tilde{T}_1^\beta) (e^{-\beta_{1,p} d_1} - e^{jk_1 d_1}) \right]. \quad (\text{A.26})$$

Puis, on remplace \tilde{U}_1^{h-} dans l'expression (A.25) de \tilde{U}_1^{h+} , ce qui donne :

$$\tilde{U}_1^{h+} = -\frac{1}{2k_1 \sin(k_1 d_1)} \left[(\tilde{U}_1^\Gamma \Gamma_1 + \alpha_1 \tilde{T}_1^\Gamma) (e^{-\Gamma_1 d_1} - e^{-jk_1 d_1}) + (\tilde{U}_1^\beta \beta_{1,p} + \alpha_1 \tilde{T}_1^\beta) (e^{-\beta_{1,p} d_1} - e^{-jk_1 d_1}) \right]. \quad (\text{A.27})$$

Enfin, on remplace dans l'équation A.19 les amplitudes des solutions homogène et particulière par leur expression. Ainsi, le déplacement d'une plaque opaque généré par un champ de température à l'interface $z = 0$ s'écrit :

$$\begin{aligned} \tilde{u}(z, \omega) = & -\frac{1}{2k_1 \sin(k_1 d_1)} \left[(\tilde{U}_1^\Gamma \Gamma_1 + \alpha_1 \tilde{T}_1^\Gamma) (e^{-\Gamma_1 d_1} - e^{-jk_1 d_1}) \right. \\ & \left. + (\tilde{U}_1^\beta \beta_{1,p} + \alpha_1 \tilde{T}_1^\beta) (e^{-\beta_{1,p} d_1} - e^{-jk_1 d_1}) \right] e^{jk_1 z} \\ & - \frac{1}{2k_1 \sin(k_1 d_1)} \left[(\tilde{U}_1^\Gamma \Gamma_1 + \alpha_1 \tilde{T}_1^\Gamma) (e^{-\Gamma_1 d_1} - e^{jk_1 d_1}) \right. \\ & \left. + (\tilde{U}_1^\beta \beta_{1,p} + \alpha_1 \tilde{T}_1^\beta) (e^{-\beta_{1,p} d_1} - e^{jk_1 d_1}) \right] e^{-jk_1 z} \\ & - \frac{\alpha_1 \tilde{T}_1^\Gamma \Gamma_1}{(\Gamma_1^2 + k_1^2)} e^{-\Gamma_1 z} - \frac{\alpha_1 \tilde{T}_1^\beta \beta_{1,p}}{(\beta_{1,p}^2 + k_1^2)} e^{-\beta_{1,p} z}. \end{aligned}$$

On peut remarquer qu'avec les hypothèses posées, on a $e^{-\Gamma_1 d_1} \ll 1$ et $e^{-\beta_{1,p} d_1} \ll 1$.

A.3 Le champ de température et de déplacement dans une structure composée d'une couche ab- sorbante chargée de deux milieux semi-infinis

A.3.1 Champ de température

Dans cette annexe, on décrit le calcul du champ de température dans une structure composée d'une couche optiquement absorbante chargée de deux milieux semi-infinis comme représenté sur la figure 1.10. En $z < 0$, le milieu semi-infini (milieu 0) est optiquement transparent. La couche absorbante (couche 1) a une épaisseur d_1 supérieure à la longueur de diffusion thermique. Le deuxième milieu semi-infini (milieu 2) n'est alors pas atteint par le champ de température. Le problème revient à étudier uniquement le champ de température dans un bicouche composé du milieu 0 et de la couche 1. Une impulsion lumineuse pompe traverse le milieu 0 et atteint la couche 1. L'absorption de l'impulsion lumineuse pompe s'effectue uniquement dans la couche 1 qui est optiquement absorbante. Ainsi, l'élévation de la température a lieu sous la surface en $z = 0$ et, grâce à la diffusion thermique, se diffuse dans le milieu 0. Il n'y a donc qu'une seule source thermique. Le champ de température s'étend donc de part et d'autre de l'interface. La solution homogène de l'élévation de température présente un terme rétrograde dans le milieu 0 et un terme progressif dans la couche 1. Seul le champ de température dans la couche 1 a une solution particulière. Par conséquent, la température dans le milieu 0 et la couche 1 s'écrit :

$$\tilde{T}_0(z, \omega) = \tilde{T}_0^\Gamma e^{\Gamma_0 z}, \quad (\text{A.28a})$$

$$\tilde{T}_1(z, \omega) = \tilde{T}_1^\Gamma e^{-\Gamma_1 z} + \tilde{T}_1^\beta e^{-\beta_{1,p} z}, \quad (\text{A.28b})$$

où \tilde{T}_0^Γ et \tilde{T}_1^Γ sont les amplitudes de la solution homogène dans le milieu 0 et la couche 1 et \tilde{T}_1^β est l'amplitude de la solution particulière dans la couche 1. Γ_i est le coefficient de diffusion thermique ($i = 0, 1$) et $\beta_{1,p}$ est le coefficient d'absorption optique dans la couche 1.

Afin de calculer le champ de température on utilise l'équation de la chaleur :

$$\frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial z^2} - \Gamma_1^2 \tilde{T} = -\frac{\tilde{Q}_1}{\rho_1 C_{p,1} \chi_1}, \quad (\text{A.29})$$

où \tilde{Q}_1 , ρ_1 , $C_{p,1}$ et χ_1 sont la densité d'énergie électromagnétique, la masse volumique, la chaleur spécifique et la diffusivité thermique de la couche 1.

Tout d'abord, on obtient l'expression de l'amplitude \tilde{T}_1^β de l'équation (A.28b) en injectant la solution particulière $\tilde{T}_1^\beta e^{-\beta_{1,p}z}$ dans (A.29) :

$$\frac{\partial^2 \tilde{T}_{p1}}{\partial z^2} - \Gamma_1^2 \tilde{T}_{p1} = -\frac{\tilde{Q}_1}{\rho_1 C_{p,1} \chi_1}, \quad (\text{A.30})$$

ce qui donne :

$$\tilde{T}_1^\beta = \frac{\beta_{1,p} I_0 (1 - R_{01})}{\kappa_1 (\Gamma_1^2 - \beta_{1,p}^2)}, \quad (\text{A.31})$$

où I_0 est l'intensité du faisceau pompe incident, R_{01} est le coefficient de réflexion optique en intensité du faisceau pompe incident à l'interface entre le milieu 0 et 1 et κ_1 est la conductivité thermique de la couche 1.

Ensuite, on déduit les amplitudes du champ homogène \tilde{T}_0^Γ et \tilde{T}_1^Γ des équations (A.28a) et (A.28b) en prenant en compte les conditions limites :

- d'égalité de flux en $z = 0$:

$$\tilde{\Phi}_0(z = 0) = \tilde{\Phi}_1(z = 0) \quad (\text{A.32a})$$

$$\Leftrightarrow -\kappa_0 \frac{\partial \tilde{T}_0^\Gamma}{\partial z} = -\kappa_1 \frac{\partial \tilde{T}_1^\Gamma}{\partial z}, \quad (\text{A.32b})$$

- de saut de température à l'interface entre le milieu 0 et 1 en $z = 0$:

$$\tilde{T}_1^\Gamma(z = 0) - \tilde{T}_0^\Gamma(z = 0) = R_{th,01} \Phi_1(z = 0), \quad (\text{A.33})$$

où $R_{th,01}$ est la résistance thermique à l'interface entre les milieux 0 et 1.

La condition de flux nul (A.32b) donne l'expression de \tilde{T}_1^Γ en fonction de \tilde{T}_0^Γ et \tilde{T}_1^β :

$$\tilde{T}_1^\Gamma = -\frac{1}{\kappa_1 \Gamma_1} (\kappa_0 \Gamma_0 \tilde{T}_0^\Gamma + \kappa_1 \beta_{1,p} \tilde{T}_1^\beta). \quad (\text{A.34})$$

On obtient, avec la condition du saut de température à l'interface (A.33), la relation suivante :

$$\tilde{T}_1^\Gamma (1 - R_{th,01} \kappa_1 \Gamma_1) + \tilde{T}_1^\beta (1 - R_{th,01} \kappa_1 \beta_{1,p}) = \tilde{T}_0^\Gamma. \quad (\text{A.35})$$

Ensuite, le résultat (A.34) est remplacé dans l'expression (A.35) :

$$\tilde{T}_0^\Gamma = \tilde{T}_1^\beta \frac{\kappa_1 (\Gamma_1 - \beta_{1,p})}{\kappa_1 \Gamma_1 + \kappa_0 \Gamma_0 (1 - R_{th,01} \kappa_1 \Gamma_1)}. \quad (\text{A.36})$$

Puis, en remplaçant \tilde{T}_0^Γ par son expression dans (A.34), on obtient l'amplitude \tilde{T}_1^Γ :

$$\tilde{T}_1^\Gamma = -\tilde{T}_1^\beta \frac{\kappa_0 \Gamma_0 (1 - R_{th,01} \kappa_1 \beta_{1,p}) + \kappa_1 \beta_{1,p}}{\kappa_1 \Gamma_1 + \kappa_0 \Gamma_0 (1 - R_{th,01} \kappa_1 \Gamma_1)}. \quad (\text{A.37})$$

Enfin, on considère l'interface parfaite $R_{th,01} = 0$. On peut déterminer les élévations de température dans le milieu 0 et la couche 1, en remplaçant les amplitudes \tilde{T}_1^β , \tilde{T}_1^Γ et \tilde{T}_0^Γ par leur expression :

$$\tilde{T}_0(z, \omega) = -\frac{\beta_{1,p} I_0 (1 - R_{01})}{(\Gamma_1 - \beta_{1,p})(\kappa_0 \Gamma_0 + \kappa_1 \Gamma_1)} e^{\Gamma_0 z}, \quad (\text{A.38})$$

$$\tilde{T}_1(z, \omega) = -\frac{\beta_{1,p} I_0 (1 - R_{01})}{\kappa_1 (\Gamma_1^2 - \beta_{1,p}^2)} \left(\frac{\kappa_0 \Gamma_0 + \kappa_1 \beta_{1,p}}{\kappa_0 \Gamma_0 + \kappa_1 \Gamma_1} e^{-\Gamma_1 z} - e^{-\beta_{1,p} z} \right). \quad (\text{A.39})$$

A.3.2 Le champ de déplacement : la matrice globale acoustique

La température s'élève et se diffuse dans le milieu 0 et la couche 1. Les matériaux chauffés se dilatent, des ondes acoustiques sont générées. Les ondes acoustiques se propagent dans la structure et se réfléchissent partiellement aux interfaces en $z = 0$ et $z = d_1$. Les milieux 0 et 2 sont semi-infinis acoustiquement. Dans la couche 1, les ondes acoustiques font des allers-retours. Les champs de déplacement dans les trois milieux s'écrivent :

- dans le milieu 0

$$\tilde{u}_0(z, \omega) = \tilde{U}_0^{h+} e^{jk_0 z} + \tilde{U}_0^\Gamma e^{\Gamma_0 z}; \quad (\text{A.40})$$

- dans le milieu 1

$$\tilde{u}_1(z, \omega) = \tilde{U}_1^{h-} e^{-jk_1 z} + \tilde{U}_1^{h+} e^{jk_1 z} + \tilde{U}_1^\Gamma e^{-\Gamma_1 z} + \tilde{U}_1^\beta e^{-\beta_{1,p} z}; \quad (\text{A.41})$$

- dans le milieu 2

$$\tilde{u}_2(z, \omega) = \tilde{U}_2^{h-} e^{-jk_2 z}, \quad (\text{A.42})$$

où \tilde{U}_i^{h-} et \tilde{U}_i^{h+} sont respectivement les amplitudes des champs progressif et rétrograde de la solution homogène ($i = 0, 1, 2$) et \tilde{U}_i^Γ et \tilde{U}_i^β sont les amplitudes des solutions particulières du champ dépendant de la diffusivité thermique Γ_i et du coefficient d'absorption $\beta_{i,p}$ ($i = 0, 1$). k_i est le nombre d'onde acoustique ($i = 0, 1, 2$).

On détermine tout d'abord les amplitudes des solutions particulières \tilde{U}_i^Γ et \tilde{U}_i^β de (A.40) et (A.41) en injectant ces dernières dans l'équation de propagation :

$$\frac{\partial^2 \tilde{u}_i(z, \omega)}{\partial z^2} + k_i^2 \tilde{u}_i(z, \omega) = \alpha_i \frac{\tilde{T}_i(z, \omega)}{\partial z} \quad (\text{A.43})$$

Pour la couche 1, on a :

$$\begin{aligned} \tilde{U}_1^\Gamma \Gamma_1^2 e^{-\Gamma_1 z} + \tilde{U}_1^\beta \beta_{1,p}^2 e^{-\beta_{1,p} z} + k_1^2 (\tilde{U}_1^\Gamma e^{-\Gamma_1 z} + \tilde{U}_1^\beta e^{-\beta_{1,p} z}) \\ = -\alpha_1 (\Gamma_1 \tilde{T}_1^\Gamma e^{-\Gamma_1 z} + \beta_{1,p} \tilde{T}_1^\beta e^{-\beta_{1,p} z}) \end{aligned} \quad (\text{A.44})$$

ce qui donne :

$$\tilde{U}_1^\Gamma = -\frac{\alpha_1 \Gamma_1 \tilde{T}_1^\Gamma}{\Gamma_1^2 + k_1^2}, \quad \tilde{U}_1^\beta = -\frac{\alpha_1 \beta_{1,p} \tilde{T}_1^\beta}{\beta_{1,p}^2 + k_1^2}. \quad (\text{A.45})$$

Pour le milieu 0, on a :

$$\tilde{U}_0^\Gamma \Gamma_0^2 e^{\Gamma_0 z} + k_0^2 \tilde{U}_0^\Gamma e^{\Gamma_0 z} = \alpha_0 \Gamma_0 \tilde{T}_0^\Gamma e^{\Gamma_0 z}, \quad (\text{A.46})$$

ce qui donne :

$$\tilde{U}_0^\Gamma = \frac{\alpha_0 \Gamma_0 \tilde{T}_0^\Gamma}{\Gamma_0^2 + k_0^2}, \quad (\text{A.47})$$

où α_i et Γ_i sont la dilatation thermique et le coefficient de diffusion thermique ($i = 0, 1$).

Ensuite, on calcule les amplitudes des solutions homogènes à partir des conditions limites :

- de continuité des déplacements en $z = 0$ et $z = d_1$

$$\tilde{u}_0(0, \omega) = \tilde{u}_1(0, \omega), \quad (\text{A.48a})$$

$$\tilde{u}_1(d_1, \omega) = \tilde{u}_2(d_1, \omega); \quad (\text{A.48b})$$

- continuité des contraintes en $z = 0$ et $z = d_1$

$$C_0 \frac{\partial \tilde{u}_0(0, \omega)}{\partial z} - C_0 \alpha_0 \tilde{T}_0(0, \omega) = C_1 \frac{\partial \tilde{u}_1(0, \omega)}{\partial z} - C_1 \alpha_1 \tilde{T}_1(0, \omega), \quad (\text{A.49a})$$

$$C_1 \frac{\partial \tilde{u}_1(d_1, \omega)}{\partial z} - C_1 \alpha_1 \tilde{T}_1(d_1, \omega) = C_2 \frac{\partial \tilde{u}_2(d_1, \omega)}{\partial z}; \quad (\text{A.49b})$$

où C_i est le module élastique. En $z = d_1$, la température dans la couche 1 est considérée nulle car $d_1 \gg l(\omega)$ où $l(\omega)$ la longueur de diffusion thermique. On a alors $\tilde{T}_1(d_1, \omega) = 0$, d'où :

$$C_1 \frac{\partial \tilde{u}_1(d_1, \omega)}{\partial z} = C_2 \frac{\partial \tilde{u}_2(d_1, \omega)}{\partial z}. \quad (\text{A.50})$$

A.3. LE CHAMP DE TEMPÉRATURE ET DE DÉPLACEMENT DANS UNE STRUCTURE COMPOSÉE D'UNE COUCHE ABSORBANTE CHARGÉE DE DEUX MILIEUX SEMI-INFINIS

Puis, on peut écrire l'ensemble des équations issues des conditions limites (A.48a), (A.48b), (A.49a), et (A.49b) sous la forme d'un système matriciel :

$$\underbrace{\begin{bmatrix} jC_1k_1 & -jC_1k_1 & -jC_0k_0 & 0 \\ -1 & -1 & 1 & 0 \\ e^{-j(k_1 - k_2)d_1} & e^{j(k_1 - k_2)d_1} & 0 & -1 \\ -jk_1C_1e^{-jk_1d_1} & jk_1C_1e^{jk_1d_1} & 0 & jk_2C_2e^{-jk_2d_1} \end{bmatrix}}_{\mathcal{M}} \underbrace{\begin{bmatrix} \tilde{U}_1^{h-} \\ \tilde{U}_1^{h+} \\ \tilde{U}_0^{h+} \\ \tilde{U}_2^{h-} \end{bmatrix}}_X = \quad (\text{A.51})$$

$$\underbrace{\begin{bmatrix} C_1\Gamma_1\tilde{U}_1^\Gamma + C_1\beta_{1,p}\tilde{U}_1^\beta + C_1\alpha_1(\tilde{T}_1^\Gamma + \tilde{T}_1^\beta) + C_0\Gamma_0\tilde{U}_0^\Gamma - C_0\alpha_0\tilde{T}_0^\Gamma \\ \tilde{U}_1^\Gamma + \tilde{U}_1^\beta - \tilde{U}_0^\Gamma \\ -\tilde{U}_1^\Gamma e^{-(\Gamma_1 - k_2)d} - \tilde{U}_1^\beta e^{-(\beta_{1,p} - k_2)d} \\ C_1\Gamma_1\tilde{U}_1^\Gamma e^{-\Gamma_1 d} + C_1\beta_{1,p}\tilde{U}_1^\beta e^{-\beta_{1,p}d} \end{bmatrix}}_S$$

Enfin, on obtient les amplitudes des déplacements en inversant la matrice \mathcal{M} de façon à avoir : $X = \mathcal{M}^{-1}S$.

A.4 Les paramètres matériaux utilisés

Paramètres matériaux pour calculs numériques				
Matériaux	Saphir	Titane	Verre	Eau/cellule
Paramètres				
Optique				
$n'_{\lambda_{515}}$	1,75	2,48	1,5	1,4 + j0,004
$n'_{\lambda_{1030}}$	1,75	2,95	1,5	
$\xi_{\lambda_{1030}}$ (nm)		20		
$\xi_{\lambda_{515}}$ (nm)		20		
$\partial n / \partial \eta$		1+j*		
Thermique				
κ (W.m ⁻¹ K ⁻¹)	35	21,9	0,8	0,6
C_p (J.kg ⁻¹ K ⁻¹)	761	528	700	4190
α (K ⁻¹)	9.10 ⁻⁶	9.10 ⁻⁶	10 ⁻⁵	1, 1
Mécanique				
ρ (g.cm ⁻³)	3,98	4,5	2,52	1
C (GPa)	481,58	162	84	3,1 + j0,3

TABLE A.1 – Propriétés optiques, thermiques et acoustiques des matériaux utilisés pour les simulations. Les données matériaux sont extraites de différentes thèses et articles [39, 75, 76]. n' est la partie réelle de l'indice optique. La valeur indicé * est une valeur arbitraire.

A.5 Détection opto-acoustique

A.5.1 Détection dans un milieu transparent fini optiquement

Considérons une couche transparente (appelée couche 0) d'une épaisseur d_0 finie optiquement. Une perturbation mécanique issue d'une couche absorbante (couche 1) parcourt le milieu transparent de l'interface $z = 0$ à $z = -d_0$. Le saut d'indice est représenté par une interface virtuelle située en z' où $z \in [-d_0, 0]$. Un faisceau sonde de longueur d'onde $\lambda_{v,s}$ traverse la couche 0 suivant l'axe ($0z$). Le faisceau sonde interagit au premier ordre de trois manières différentes comme schématisé sur la figure 1.26 de la section 1.2.3.2. On scinde le calcul du changement de réflectivité de la couche transparente en trois contributions principales. La première contribution, indicée g , rassemble l'ensemble des ondes progressives qui se sont réfléchies une fois sur le côté gauche du saut d'indice. La deuxième, indicée d , est constituée des ondes rétrogrades qui se sont réfléchies une fois sur le côté droit de la perturbation. La troisième, indicée t , est associée aux ondes rétrogrades et progressives qui interagissent uniquement par transmission avec le saut d'indice.

A.5.1.1 La réflexion à gauche de la perturbation

La première interaction est la réflexion unique d'une onde progressive sur la perturbation acoustique après 0, 1, 2... réflexions sur l'interface entre les couches 0 et 1 en $z = 0$. Les changements de réflectivité associés sont notés δr_g^1 , δr_g^2 , δr_g^3 et ainsi de suite. Les trois premières contributions sont représentées sur la figure A.1.

Pour l'onde progressive qui se réfléchit directement sur la perturbation, le changement de réflectivité s'écrit :

$$\delta \tilde{r}_g^1(z') = t_{v0} \tilde{r}_\delta t_{0v} e^{-2jq_{0,s}(d_0 - z')} \left[1 + (1 + \tilde{r}_\delta)^2 r_{01} r_{0v} e^{-2jq_{0,s}d_0} + (1 + \tilde{r}_\delta)^4 r_{01}^2 r_{0v}^2 e^{-4jq_{0,s}d_0} + \dots \right], \quad (\text{A.52})$$

où \tilde{r}_δ est le coefficient de réflexion de la perturbation acoustique, t_{v0} et t_{0v} sont les coefficients de transmission optiques à l'interface vide/couche 0 et, r_{0v} et r_{01} sont les coefficients de réflexion optiques respectivement à l'interface vide/couche 0 et couche 0/couche 1. $q_{0,s}$ est le nombre d'onde optique dans la couche 0.

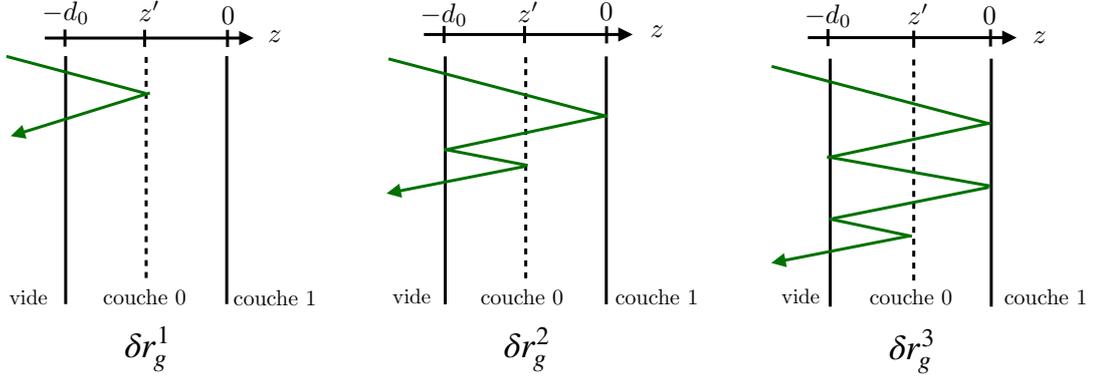


FIGURE A.1 – Interactions d’une onde progressive avec la perturbation acoustique après zéro, une et deux réflexions sur l’interface entre la couche 0 et la couche 1 notées respectivement δr_g^1 , δr_g^2 et δr_g^3 .

L’équation (A.52) est une suite géométrique de raison $q = (1 + \tilde{r}_\delta)^2 r_{01} r_{0v} e^{-2jq_{0,s}d_0}$ inférieure à 1. Elle converge à l’ordre 0 en \tilde{r}_δ vers :

$$\delta \tilde{r}_g^1(z') = \frac{t_{v0} \tilde{r}_\delta t_{0v} e^{-2jq_{0,s}(d_0 - z')}}{1 - r_{01} r_{0v} e^{-2jq_{0,s}d_0}}. \quad (\text{A.53})$$

On effectue le même calcul pour une onde progressive qui se réfléchit une fois en $z = 0$.

Ce qui donne :

$$\delta \tilde{r}_g^2(z') = r_{01} r_{v0} (1 + \tilde{r}_\delta)^2 e^{-2jq_{0,s}d_0} \left(\frac{t_{v0} \tilde{r}_\delta t_{0v} e^{-2jq_{0,s}(d_0 - z')}}{1 - r_{01} r_{0v} e^{-2jq_{0,s}d_0}} \right) \quad (\text{A.54})$$

$$= r_{01} r_{v0} (1 + \tilde{r}_\delta)^2 e^{-2jq_{0,s}d_0} \delta \tilde{r}_g^1(z'). \quad (\text{A.55})$$

On fait de même pour une onde progressive qui se réfléchit deux fois en $z = 0$:

$$\delta \tilde{r}_g^3(z') = r_{01}^2 r_{v0}^2 (1 + \tilde{r}_\delta)^4 e^{-4jq_{0,s}d_0} \delta \tilde{r}_g^1(z'). \quad (\text{A.56})$$

Ainsi, le changement de réflectivité de l’interaction de l’onde progressive avec la perturbation $\delta \tilde{r}_g(z')$ est la somme des changements de réflectivité dus à toutes les interactions :

$$\delta \tilde{r}_g(z') = \delta \tilde{r}_g^1(z') \left[1 + r_{01} r_{v0} (1 + \tilde{r}_\delta)^2 e^{-2jq_{0,s}d_0} + r_{01}^2 r_{v0}^2 (1 + \tilde{r}_\delta)^4 e^{-4jq_{0,s}d_0} + \dots \right]. \quad (\text{A.57})$$

L’équation (A.57) est une seconde suite géométrique de raison $q = r_{01} r_{0v} (1 + \tilde{r}_\delta)^2 e^{-2jq_{0,s}d_0}$ inférieure à 1 qui converge vers :

$$\delta \tilde{r}_g(z') = \frac{t_{v0} \tilde{r}_\delta t_{0v} e^{-2jq_{0,s}(d_0 - z')}}{\left(1 - r_{01} r_{0v} e^{-2jq_{0,s}d_0} \right)^2}. \quad (\text{A.58})$$

(A.58) est donc l'expression du changement de réflectivité créé par l'interaction du faisceau sonde à gauche du changement d'indice optique causé par la perturbation acoustique dans la couche 0 qui est transparente.

A.5.1.2 La réflexion à droite de la perturbation

Nous calculons maintenant la deuxième interaction qui prend en compte l'interaction de l'onde rétrograde avec la perturbation avec le même principe de calcul que précédemment. Elle tient compte de la réflexion unique d'une onde rétrograde après 1, 2, 3, 4... réflexions sur l'interface en $z = 0$. Nous notons les changements de réflectivité associés δr_d^1 , δr_d^2 , δr_d^3 etc. Les trois premières contributions sont représentées sur la figure A.2.

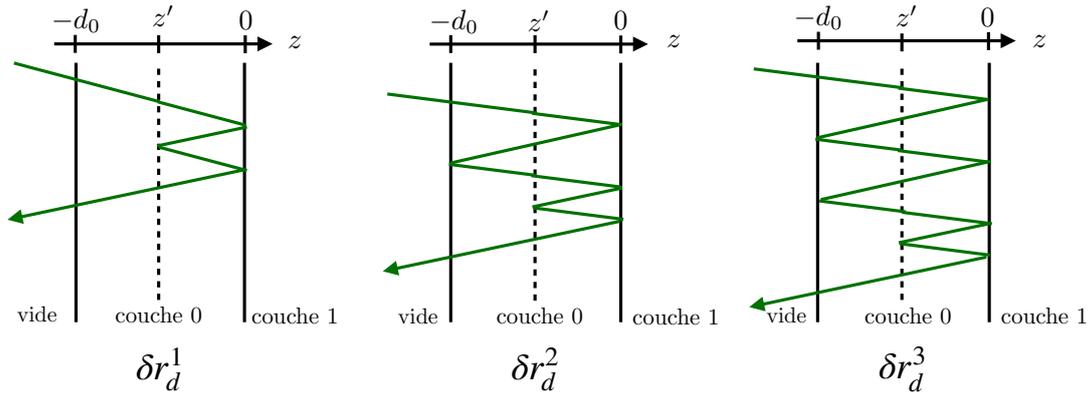


FIGURE A.2 – Interactions d'une onde progressive avec la perturbation acoustique après une, deux et trois réflexions sur l'interface entre la couche 0 et la couche 1 notées respectivement δr_d^1 , δr_d^2 et δr_d^3 .

Pour l'onde rétrograde qui se réfléchit sur la perturbation après une réflexion sur l'interface en $z = 0$, on écrit le changement de réflectivité :

$$\delta \tilde{r}_d^1(z') = t_{v0} r_{01}^2 \tilde{r}_\delta (1 + \tilde{r}_\delta)^2 t_{0v} e^{-2jq_{0,s}(d_0 + z')} \left[1 + (1 + \tilde{r}_\delta)^2 r_{01} r_{0v} e^{-2jq_{0,s}d_0} + (1 + \tilde{r}_\delta)^4 r_{01}^2 r_{0v}^2 e^{-4jq_{0,s}d_0} + \dots \right], \quad (\text{A.59})$$

où \tilde{r}_δ est le coefficient de réflexion de la perturbation acoustique, t_{v0} et t_{0v} sont les coefficients de transmission optiques à l'interface vide/couche 0 et, r_{0v} et r_{01} sont les coefficients de réflexion optiques à l'interface vide/couche 0 et couche 0/couche 1

respectivement. $q_{0,s}$ est le nombre d'onde optique dans la couche 0.

L'équation (A.59) est une suite géométrique de raison $q = (1 + \tilde{r}_\delta)^2 r_{01} r_{0v} e^{-2jq_{0,s}d_0}$ inférieure à 1 qui converge à l'ordre 0 en \tilde{r}_δ vers :

$$\delta\tilde{r}_d^1(z') = \frac{t_{v0}r_{01}^2\tilde{r}_\delta t_{0v}e^{-2jq_{0,s}(d_0+z')}}{1 - r_{01}r_{0v}e^{-2jq_{0,s}d_0}}. \quad (\text{A.60})$$

On effectue le même calcul pour une onde rétrograde qui s'est réfléchi deux fois sur l'interface en $z = 0$. Ce qui donne à l'ordre 0 en \tilde{r}_δ :

$$\delta\tilde{r}_d^2(z') = r_{01}r_{0v}e^{-2jq_{0,s}d_0}\delta\tilde{r}_d^1(z'). \quad (\text{A.61})$$

Pour une onde rétrograde qui se réfléchit trois fois en $z = 0$ on a :

$$\delta\tilde{r}_d^3(z') = r_{01}^2r_{0v}^2e^{-4jq_{0,s}d_0}\delta\tilde{r}_d^1(z'). \quad (\text{A.62})$$

Le changement de réflectivité de l'interaction de l'onde rétrograde avec la perturbation $\delta\tilde{r}_d(z')$ est la somme des changements de réflectivité :

$$\delta\tilde{r}_d(z') = \delta\tilde{r}_d^1(z') \left[1 + r_{01}r_{0v}(1 + \tilde{r}_\delta)^2 e^{-2jq_{0,s}d_0} + r_{01}^2r_{0v}^2(1 + \tilde{r}_\delta)^4 e^{-4jq_{0,s}d_0} + \dots \right]. \quad (\text{A.63})$$

C'est également une suite géométrique de raison $q = r_{01}r_{0v}e^{-2jq_{0,s}d_0} < 1$ qui converge vers :

$$\delta\tilde{r}_d(z') = \frac{t_{v0}\tilde{r}_\delta r_{01}^2 t_{0v} e^{-2jq_{0,s}(d_0+z')}}{(1 - r_{01}r_{0v}e^{-2jq_{0,s}d_0})^2}. \quad (\text{A.64})$$

On a donc (A.64) qui est l'expression du changement de réflectivité provoqué par l'interaction du faisceau sonde à droite du changement d'indice optique causé par la perturbation acoustique dans la couche 0 qui est transparente.

A.5.1.3 La transmission à travers la perturbation

Pour la dernière contribution on tient compte des ondes progressives et rétrogrades qui sont partiellement transmises à travers la perturbation :

$$\delta\tilde{r}_t = t_{v0}r_{01}(1 + \tilde{r}_\delta)^2 t_{0v} e^{-2jq_{0,s}d_0} \left[1 + r_{01}(1 + \tilde{r}_\delta)^2 r_{0v} e^{-2jq_{0,s}d_0} + r_{01}^2(1 + \tilde{r}_\delta)^4 r_{0v}^2 e^{-4jq_{0,s}d_0} + \dots \right], \quad (\text{A.65})$$

où t_{v0} et t_{0v} sont les coefficients de transmission optiques à l'interface vide/couche 0 et, r_{0v} et r_{01} sont les coefficients de réflexion optiques à l'interface vide/couche 0 et couche 0/couche 1 respectivement. $q_{0,s}$ est le nombre d'onde optique dans la couche 0.

L'équation A.65 est une suite géométrique de raison $q = r_{01}(1 + \tilde{r}_\delta)^2 r_{0v} e^{-2jq_0 d_0}$ qui, après linéarisation, converge à l'ordre 0 en \tilde{r}_δ vers :

$$\delta\tilde{r}_t = \frac{t_{v0}r_{01}t_{0v}e^{-2jq_{0,s}d_0}}{1 - r_{01}r_{0v}e^{-2jq_{0,s}d_0}} + \frac{2t_{v0}r_{01}\tilde{r}_\delta t_{0v}e^{-2jq_{0,s}d_0}}{(1 - r_{01}r_{0v}e^{-2jq_{0,s}d_0})^2}. \quad (\text{A.66})$$

Le premier terme du changement de réflectivité est un terme de cavité optique indépendant du coefficient de réflexion sur la perturbation acoustique.

A.5.1.4 Le changement de réflectivité de la couche transparente

Le coefficient de réflectivité \tilde{r}_δ s'exprime en fonction de la déformation acoustique dans la couche :

$$\tilde{r}_\delta = jq_{v,s} \frac{\partial n_{0,s}}{\partial \eta} \tilde{\eta}_0(z', \omega), \quad (\text{A.67})$$

où $q_{v,s}$ est le nombre d'onde optique dans le vide, $\frac{\partial n_{0,s}}{\partial \eta}$ est le coefficient élasto-optique de la couche 0, $\tilde{\eta}_0$ est la déformation dans la couche 0.

Les changements de réflectivité de chacune des interactions s'expriment par conséquent :

$$\Delta\tilde{r}_g = jq_{v,s} \frac{t_{v0}t_{0v}}{(1 - r_{01}r_{0v}e^{-2jq_{0,s}d_0})^2} \frac{\partial n_{0,s}}{\partial \eta} \int_{-d_0}^0 \tilde{\eta}_0(z', \omega) e^{-2jq_{0,s}(d_0 - z')} dz', \quad (\text{A.68a})$$

$$\Delta\tilde{r}_d = jq_{v,s} \frac{t_{v0}r_{01}^2 t_{0v}}{(1 - r_{01}r_{0v}e^{-2jq_{0,s}d_0})^2} \frac{\partial n_{0,s}}{\partial \eta} \int_{-d_0}^0 \tilde{\eta}_0(z', \omega) e^{-2jq_{0,s}(d_0 + z')} dz', \quad (\text{A.68b})$$

$$\begin{aligned} \Delta\tilde{r}_t &= \frac{t_{v0}r_{01}t_{0v}e^{-2jq_{0,s}d_0}}{1 - r_{01}r_{0v}e^{-2jq_{0,s}d_0}} \\ &\quad + 2jq_{v,s} \frac{t_{v0}r_{01}t_{0v}e^{-2jq_{0,s}d_0}}{(1 - r_{01}r_{0v}e^{-2jq_{0,s}d_0})^2} \frac{\partial n_{0,s}}{\partial \eta} \int_{-d_0}^0 \tilde{\eta}_0(z', \omega) dz'. \end{aligned} \quad (\text{A.68c})$$

Le changement de réflectivité total de la couche transparente est la somme de toutes les contributions :

$$\Delta\tilde{r} = \Delta\tilde{r}_g + \Delta\tilde{r}_d + \Delta\tilde{r}_t. \quad (\text{A.69})$$

L'intensité du changement de réflectivité est égal à :

$$\Delta R = |r_{v_1}^c + \Delta\tilde{r}|^2 - |r_{v_1}^c|^2 \simeq 2\Re\{r_{v_1}^{c*}\Delta\tilde{r}\}, \quad (\text{A.70})$$

où $r_{v_1}^c$ est le coefficient de réflexion de la couche transparente. Par conséquent on a :

$$\Delta R = 2\Re\{r_{v_1}^{c*}\Delta\tilde{r}_g + r_{v_1}^{c*}\Delta\tilde{r}_d + r_{v_1}^{c*}\Delta\tilde{r}_t\}. \quad (\text{A.71})$$

Annexe B

Structure multicouche

Dans cette annexe nous développons les calculs relatifs aux interactions photo-thermique et thermo-acoustique dans une structure multicouche.

La structure multicouche est composée de N couches semi-transparentes optiquement. Elle repose sur un substrat, appelé milieu 0, qui est un milieu transparent semi-infini acoustiquement et thermiquement. Elle est chargée d'un milieu semi-infini acoustiquement, appelé milieu $N + 1$ (cf. figure B.1).

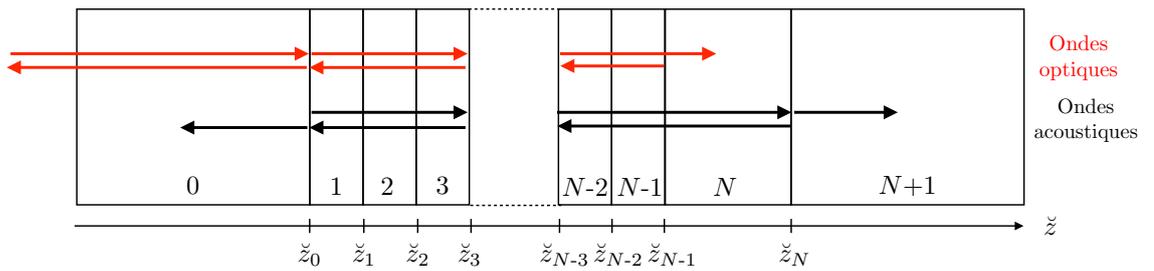


FIGURE B.1 – Structure multicouche constituée de $N - 1$ couches semi-transparentes déposées sur un substrat transparent (indiqué 0) et chargé d'une couche absorbante et opaque (couche N) et d'un milieu semi-infini (indiqué $N + 1$). Les flèches rouges représentent le faisceau lumineux, et les flèches noires les ondes acoustiques engendrées par l'absorption de l'onde optique. \tilde{z}_i est la coordonnée relative à la structure globale.

Une couche d'indice i , d'épaisseur $d_i = \tilde{z}_i - \tilde{z}_{i-1}$ et de masse volumique ρ_i , est caractérisée par un indice de réfraction optique $n_{i,p}$, par un nombre d'onde optique

$q_{i,p} = q_0 n_{i,p}$ et une longueur de pénétration optique $\xi_{i,p}$, avec $\beta_{i,p} = 1/\xi_{i,p}$ le coefficient d'absorption optique. Elle présente également des caractéristiques thermiques et mécaniques comme $C_{p,i}$ la chaleur spécifique, k_i le nombre d'onde acoustique, $Z_i = \rho_i v_i$ l'impédance acoustique avec v_i la vitesse de propagation de l'onde mécanique, ainsi que C_i la constante de raideur mécanique de la couche i .

Un faisceau électromagnétique traverse le milieu 0 et les N couches, d'épaisseurs inférieures à leurs longueurs de pénétration optique, jusqu'à la couche N ($d_N \gg \xi_{N,p}$) dans laquelle le faisceau est totalement absorbé. On a alors une élévation de température dans la couche 1 jusque dans la couche N . Cette élévation de température crée des ondes acoustiques dans la structure qui vont de se propager dans les différentes couches de la structure multicouche ainsi que dans les deux milieux semi-infinis placés en amont et en aval de l'empilement de couches (cf. figure B.1).

Dans l'annexe B.1 on décrit le calcul de la densité d'énergie électromagnétique dans une couche semi-transparente. Dans l'annexe B.2, on présente le calcul de l'élévation de température dans la structure multicouche avec diffusion thermique. Dans l'annexe B.3, on décrit le calcul de l'élévation de température sans diffusion thermique. Dans l'annexe B.4, on expose le calcul du champ de déplacement généré dans la structure multicouche sans diffusion thermique.

B.1 Calcul de la densité électromagnétique avec réflexion optique

Dans cette première annexe on expose le calcul de la densité d'énergie électromagnétique dans une couche semi-transparente i . Les champs électrique et magnétique dans une couche i sont :

$$\vec{E}_i(z_i) = \left(a_i e^{-j q_{i,p} z} + b_i e^{j q_{i,p} z} \right) \vec{e}_E, \quad (\text{B.1})$$

$$\vec{B}_i(z_i) = -\frac{q_i}{\omega} \left(-a_i e^{-j q_{i,p} z} + b_i e^{j q_{i,p} z} \right) \vec{e}_B. \quad (\text{B.2})$$

où \vec{e}_E et \vec{e}_B sont des vecteurs de polarisation du champ électrique et du champ magnétique.

Le calcul de la moyenne temporelle du vecteur de Poynting s'écrit :

$$\langle \vec{\Pi} \rangle_t = \frac{1}{2\mu_i} \Re \{ \vec{E}_i \wedge \vec{B}_i^* \} = \frac{1}{2\mu_i} \Re \{ E_i B_i^* \} (\vec{e}_E \wedge \vec{e}_B), \quad (\text{B.3})$$

On décompose le calcul (B.3). Tout d'abord, on calcule $E_i B_i^*$:

$$E_i B_i^* = -\frac{q_{i,p}^*}{\omega} \left[-a_i a_i^* e^{2q_{i,p}''z} + a_i b_i^* e^{-2q_{i,p}'z} - a_i^* b_i e^{2q_{i,p}'z} + b_i b_i^* e^{-2q_{i,p}''z} \right]. \quad (\text{B.4})$$

Ensuite, on pose :

$$F = a_i b_i^* e^{-2jq_{i,p}'z} - a_i^* b_i e^{2jq_{i,p}'z}, \quad (\text{B.5})$$

et

$$a_i b_i^* = a + jb, \quad e^{-2jq_{i,p}'z} = c + jd. \quad (\text{B.6})$$

Cela donne :

$$F = -2j \sin(2q_{i,p}'z) \Re \{ a_i b_i^* \} + 2j \cos(2q_{i,p}'z) \Im \{ a_i b_i^* \}. \quad (\text{B.7})$$

(B.4) se réécrit :

$$E_i B_i^* = -\frac{q_{i,p}^*}{\omega} \left[-a_i a_i^* e^{2q_{i,p}''z} - 2j \sin(2q_{i,p}'z) \Re \{ a_i b_i^* \} + 2j \cos(2q_{i,p}'z) \Im \{ a_i b_i^* \} + b_i b_i^* e^{-2q_{i,p}''z} \right], \quad (\text{B.8})$$

et en développant $q_{i,p}^*$, on a :

$$E_i B_i^* = -\frac{q_{i,p}'}{\omega} \left[-a_i a_i^* e^{2q_{i,p}''z} - 2j \sin(2q_{i,p}'z) \Re \{ a_i b_i^* \} + 2j \cos(2q_{i,p}'z) \Im \{ a_i b_i^* \} + b_i b_i^* e^{-2q_{i,p}''z} \right] + \frac{jq_{i,p}''}{\omega} \left[-a_i a_i^* e^{2q_{i,p}''z} - 2j \sin(2q_{i,p}'z) \Re \{ a_i b_i^* \} + 2j \cos(2q_{i,p}'z) \Im \{ a_i b_i^* \} + b_i b_i^* e^{-2q_{i,p}''z} \right]. \quad (\text{B.9})$$

Puis, pour obtenir le vecteur de Poynting on prend la partie réelle de (B.9) :

$$\Re \{ E_i B_i^* \} = -\frac{q_{i,p}'}{\omega''} \left[-a_i a_i^* e^{2q_{i,p}''z} + b_i b_i^* e^{-2q_{i,p}''z} \right] + \frac{q_{i,p}''}{\omega} \left[2 \sin(2q_{i,p}'z) \Re \{ a_i b_i^* \} - 2 \cos(2q_{i,p}'z) \Im \{ a_i b_i^* \} \right]. \quad (\text{B.10})$$

Enfin, on calcule la moyenne temporelle de (B.10) :

$$\langle \Pi \rangle_t = -\frac{1}{2\mu_i} \left(\frac{q_{i,p}'}{\omega} \left[-a_i a_i^* e^{2q_{i,p}''z} + b_i b_i^* e^{-2q_{i,p}''z} \right] + \frac{q_{i,p}''}{\omega} \left[2 \sin(2q_{i,p}'z) \Re \{ a_i b_i^* \} - 2 \cos(2q_{i,p}'z) \Im \{ a_i b_i^* \} \right] \right). \quad (\text{B.11})$$

On relie ensuite le vecteur de Poynting à la densité d'énergie électromagnétique grâce à l'équation locale de conservation électromagnétique. Pour un courant volumique nul ($\vec{j} \cdot \vec{E} = 0$) l'équation locale de conservation électromagnétique est :

$$\frac{\partial Q_i}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \langle \vec{\Pi}_i \rangle_t. \quad (\text{B.12})$$

La divergence de la moyenne du vecteur de Poynting donne :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \langle \vec{\Pi}_i \rangle_t = \frac{q'_{i,p} q''_{i,p}}{\mu_i \omega} & \left[|a_i|^2 e^{2q''_{i,p} z} + |b_i|^2 e^{-2q''_{i,p} z} \right. \\ & \left. + 2 \cos(2q'_{i,p} z) \Re \{a_i b_i^*\} + 2 \sin(2q'_{i,p} z) \Im \{a_i b_i^*\} \right]. \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

En intégrant (B.13) sur le temps, on obtient l'expression de la densité d'énergie électromagnétique :

$$\begin{aligned} Q_i = -\frac{q'_{i,p} q''_{i,p}}{\mu_i \omega} & \left[|a_i|^2 e^{2q''_{i,p} z} + |b_i|^2 e^{-2q''_{i,p} z} \right. \\ & \left. + 2 \cos(2q'_{i,p} z) \Re \{a_i b_i^*\} + 2 \sin(2q'_{i,p} z) \Im \{a_i b_i^*\} \right] f_t(t). \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

avec $f_t(t)$ une fonction temporelle de dimension T^{-1} .

On pose $\beta_{i,p} = -2q''_{i,p}$ et on sait que $\varepsilon_0 \mu_0 = 1/v^2$ où ε_0 est la constante diélectrique et v est la vitesse de l'onde optique dans le vide. De plus, la perméabilité magnétique du milieu μ_i est égale à $\mu_r \mu_0$ où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide et μ_r est la perméabilité magnétique relative. On a donc :

$$\begin{aligned} Q_i = \frac{n'_i v \varepsilon_0 \beta_i}{2\mu_r} & \left[|a_i|^2 e^{-\beta_{i,p} z} + |b_i|^2 e^{-\beta_{i,p} z} \right. \\ & \left. + 2 \cos(2q'_{i,p} z) \Re \{a_i b_i^*\} + 2 \sin(2q'_{i,p} z) \Im \{a_i b_i^*\} \right] f_t(t). \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

L'expression de la densité d'énergie électromagnétique a donc une partie croissante et décroissante associée au carré des amplitudes des parties progressives et rétrogrades du champ électrique. La seconde partie est une partie oscillante stationnaire de pas $1/(2q'_i)$. Ainsi, il pourrait y avoir $N_{i,p} = d_i/2q'_{i,p}$ points sources secondaires dans une couche semi-transparente i d'épaisseur d_i .

B.2 Le calcul du champ thermique avec la diffusion thermique

Le champ thermique présent dans les différentes couches peut se calculer de la même façon que pour une couche simple en utilisant l'équation de la chaleur avec comme source la densité d'énergie électromagnétique Q_i déposée dans chaque couche (cf. Annexe A.1).

L'équation de la chaleur pour une couche i s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \tilde{T}_i(z)}{\partial z^2} - \Gamma_i^2 \tilde{T}_i(z) = -\frac{\tilde{Q}_i}{\rho_i C_{p,i} \chi_i}, \quad (\text{B.16})$$

où Γ_i est le coefficient de diffusion thermique, ρ_i la masse volumique, $C_{p,i}$ la chaleur spécifique et χ_i la diffusivité thermique.

En résolvant l'équation B.36 on obtient le champ de température $\tilde{T}_i(z)$ présent dans une couche i :

$$\tilde{T}_i(z) = \tilde{T}_i^{h-} e^{-\Gamma_i z} + \tilde{T}_i^{h+} e^{\Gamma_i z} + \mathcal{S}_{p,i}^T(z), \quad (\text{B.17})$$

où \tilde{T}_i^{h-} et \tilde{T}_i^{h+} sont les amplitudes des solutions homogènes progressive et rétrograde. $\mathcal{S}_{p,i}^T(z)$ est la solution particulière qui s'écrit :

$$\mathcal{S}_{p,i}^T(z) = \tilde{T}_i^{\beta-} e^{-\beta_{i,p} z} + \tilde{T}_i^{\beta+} e^{\beta_{i,p} z} + \tilde{\mathcal{A}}_{1,i} \cos(2q'_{i,p} z) + \tilde{\mathcal{A}}_{2,i} \sin(2q'_{i,p} z), \quad (\text{B.18})$$

avec $\tilde{T}_i^{\beta-}$ et $\tilde{T}_i^{\beta+}$ les amplitudes reliées à la dépendance spatiale au coefficient d'absorption optique $\beta_{i,p}$ et $q'_{i,p}$ est la partie réelle du nombre d'onde optique $q_{i,p}$ dans la couche i du faisceau pompe (noté p). $\tilde{\mathcal{A}}_{1,i}$ et $\tilde{\mathcal{A}}_{2,i}$ sont les amplitudes des termes créés par la réflexion optique du faisceau sonde dans la couche. Les quatre amplitudes de la solution particulière dépendent des amplitudes a_i et b_i de l'onde optique dans la couche i et s'écrivent respectivement :

$$\tilde{T}_i^{\beta-} = \frac{\varphi_i |a_i|^2}{\beta_{i,p}^2 - \Gamma_i^2}, \quad \tilde{T}_i^{\beta+} = \frac{\varphi_i |b_i|^2}{\beta_{i,p}^2 - \Gamma_i^2}, \quad \tilde{\mathcal{A}}_{1,i} = -\frac{2\varphi_i \Re\{a_i b_i^*\}}{4q'_{i,p}{}^2 + \Gamma_i^2}, \quad \tilde{\mathcal{A}}_{2,i} = -\frac{2\varphi_i \Im\{a_i b_i^*\}}{4q'_{i,p}{}^2 + \Gamma_i^2}, \quad (\text{B.19})$$

avec $\varphi_i = n'_{i,p} v \varepsilon_0 \beta_{i,p} / 2\mu_{r,i} \kappa_i$. $n'_{i,p}$ est la partie réelle de l'indice optique $n_{i,p}$, v est la vitesse de la lumière dans le vide, ε_0 est la constante diélectrique dans le vide, $\mu_{r,i}$ est la perméabilité magnétique relative de la couche i et κ_i est la conductivité thermique.

Le faisceau optique pénètre dans l'ensemble des couches. La température de la couche i dépend de la température des deux couches qui l'encadrent : la couche $i - 1$ et la couche $i + 1$. Suivant leurs caractéristiques thermiques, le champ de température peut diffuser dans la couche i , cela se traduit par une partie progressive et rétrograde $\tilde{T}_i^{h-} e^{-\Gamma_i z}$ et $\tilde{T}_i^{h+} e^{\Gamma_i z}$ dans la solution homogène de l'équation de la chaleur. La solution particulière $\mathcal{S}_{p,i}^T(z)$ a la même forme que la densité d'énergie électromagnétique et dépend de la réflexion de l'onde optique dans la couche i comme le montre l'expression des amplitudes de la solution particulière.

B.2.1 Le calcul des solutions homogènes

Les solutions homogènes dépendent de la température des autres couches. On cherche alors à les calculer dans la couche $i + 1$ en fonction de l'amplitude de la température de la couche $i - 1$ à l'aide du même formalisme de matrice de transfert que pour l'onde électromagnétique présenté en section 2.1. On considère qu'il n'y a pas de résistance thermique aux interfaces.

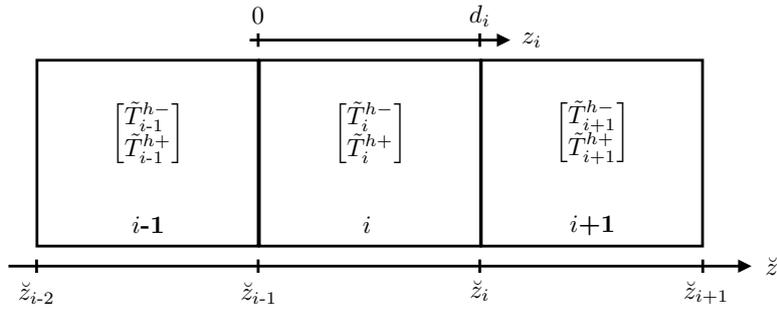


FIGURE B.2 – Couches semi-absorbantes d'indices $i - 1$, i et $i + 1$. \tilde{T}_i^{h-} et \tilde{T}_i^{h+} sont les amplitudes des solutions homogènes progressives et rétrogrades de l'équation de la chaleur dans la couche i à l'interface \check{z}_{i-1} . \check{z} est la coordonnée relative à la structure globale. z est la coordonnée propre à chacune des couches : $z_i = [\check{z}_{i-1} - \check{z}_{i-1}, \check{z}_i - \check{z}_{i-1}] \Leftrightarrow z_i = [0, d_i]$.

Les conditions de continuité de température en \check{z}_{i-1} :

$$\tilde{T}_{i-1}(\check{z}_{i-1}) = \tilde{T}_i(\check{z}_{i-1}), \quad (\text{B.20})$$

et en flux

$$\tilde{\Phi}_{i-1}(\tilde{z}_{i-1}) = \tilde{\Phi}_i(\tilde{z}_{i-1}), \quad (\text{B.21})$$

ainsi que la diffusion thermique de l'interface \tilde{z}_{i-1} à l'interface \tilde{z}_i , permettent d'obtenir l'écriture matricielle des amplitudes \tilde{T}_{i+1}^{h-} et \tilde{T}_{i+1}^{h+} de la couche $i + 1$ en \tilde{z}_i ¹

$$\begin{bmatrix} \tilde{T}_{i+1}^{h-} \\ \tilde{T}_{i+1}^{h+} \end{bmatrix} = \mathcal{P}_{i,i+1}^T \mathcal{V}_{i-1,i+1}^T \mathcal{P}_{i-1,i}^T \begin{bmatrix} \tilde{T}_{i-1}^{h-} \\ \tilde{T}_{i-1}^{h+} \end{bmatrix} + \mathcal{P}_{i,i+1}^T \mathcal{V}_{i-1,i+1}^T \Theta_{i-1,i}(\tilde{z}_{i-1}) + \Theta_{i,i+1}(\tilde{z}_i). \quad (\text{B.22})$$

Les amplitudes \tilde{T}_{i+1}^{h-} et \tilde{T}_{i+1}^{h+} de la solution homogène de l'équation de la chaleur dans la couche $i + 1$ en \tilde{z}_i sont reliées aux amplitudes \tilde{T}_{i-1}^{h-} et \tilde{T}_{i-1}^{h+} des solutions homogènes dans la couche $i - 1$ en \tilde{z}_{i-1} par deux types de matrice.

La première matrice est une matrice de continuité thermique à l'interface, notée $\mathcal{P}_{i-1,i+1}^T$. Elle relie le champ homogène de la couche i à la couche $i + 1$ en \tilde{z}_i et s'écrit :

$$\mathcal{P}_{i,i+1}^T = \frac{1}{t_{i+1,i}^T} \begin{bmatrix} 1 & r_{i+1,i}^T \\ r_{i+1,i}^T & 1 \end{bmatrix}, \quad (\text{B.23})$$

où $r_{i+1,i}^T$ et $t_{i+1,i}^T$ sont des coefficients thermiques :

$$r_{i+1,i}^T = \frac{\kappa_{i+1}\Gamma_{i+1} - \kappa_i\Gamma_i}{\kappa_{i+1}\Gamma_{i+1} + \kappa_i\Gamma_i}, \quad t_{i+1,i}^T = \frac{2\kappa_{i+1}\Gamma_{i+1}}{\kappa_{i+1}\Gamma_{i+1} + \kappa_i\Gamma_i}. \quad (\text{B.24})$$

On pourrait faire l'analogie entre le produit $\kappa_i\Gamma_i$ et n_i l'indice de réfraction optique des coefficients de réflexion et de transmission optique donnés par (2.15). Le produit $\kappa_i\Gamma_i$ peut être présenté comme une sorte d'"indice thermique" de dimension $\text{M T}^{-3} \Theta^{-1}$.

La seconde matrice est une matrice de diffusion thermique. Elle exprime par exemple la diffusion de la température entre l'interface en \tilde{z}_{i-1} et l'interface en \tilde{z}_i et s'écrit :

$$\mathcal{V}_{i-1,i+1}^T = \begin{bmatrix} e^{-\Gamma_i d_i} & 0 \\ 0 & e^{\Gamma_i d_i} \end{bmatrix}. \quad (\text{B.25})$$

où d_i est l'épaisseur de la couche i dans laquelle il y a la diffusion thermique.

1. L'origine des phase est en \tilde{z}_{i-1} . Dans le repère local les composantes du champ de température sont calculées en $z_{i+1} = 0$.

Il y a deux termes supplémentaires issus de la condition de continuité aux interfaces. Les deux vecteurs $\Theta_{i-1,i}(\check{z}_{i-1})$ et $\Theta_{i,i+1}(\check{z}_i)$ dépendent de la solution particulière de chaque couche aux interfaces. Par exemple, le vecteur provenant de la continuité à l'interface \check{z}_i s'écrit :

$$\begin{aligned} \Theta_{i,i+1}(\check{z}_i) &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \mathcal{S}_{p,i}^T(\check{z}_i - \check{z}_{i-1}) - \mathcal{S}_{p,i+1}^T(\check{z}_i - \check{z}_i) \\ \mathcal{S}_{p,i}^T(\check{z}_i - \check{z}_{i-1}) - \mathcal{S}_{p,i+1}^T(\check{z}_i - \check{z}_i) \end{bmatrix} \\ &\quad + \frac{1}{2\kappa_{i+1}\Gamma_{i+1}} \begin{bmatrix} -\kappa_i \mathcal{S}_{p,i}^{T'}(\check{z}_i - \check{z}_{i-1}) + \kappa_{i+1} \mathcal{S}_{p,i+1}^{T'}(\check{z}_i - \check{z}_i) \\ \kappa_i \mathcal{S}_{p,i}^{T'}(\check{z}_i - \check{z}_{i-1}) - \kappa_{i+1} \mathcal{S}_{p,i+1}^{T'}(\check{z}_i - \check{z}_i) \end{bmatrix}, \\ &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \mathcal{S}_{p,i}^T(d_i) - \mathcal{S}_{p,i+1}^T(0) \\ \mathcal{S}_{p,i}^T(d_i) - \mathcal{S}_{p,i+1}^T(0) \end{bmatrix} \\ &\quad + \frac{1}{2\kappa_{i+1}\Gamma_{i+1}} \begin{bmatrix} -\kappa_i \mathcal{S}_{p,i}^{T'}(d_i) + \kappa_{i+1} \mathcal{S}_{p,i+1}^{T'}(0) \\ \kappa_i \mathcal{S}_{p,i}^{T'}(d_i) - \kappa_{i+1} \mathcal{S}_{p,i+1}^{T'}(0) \end{bmatrix}, \end{aligned} \tag{B.26}$$

où $\mathcal{S}_{p,i}^{T'}$ et $\mathcal{S}_{p,i+1}^{T'}$ sont les dérivées des solutions particulières par rapport à z . Ce vecteur est la somme de la différence des solutions particulières $\mathcal{S}_{p,i}^T$ et $\mathcal{S}_{p,i+1}^T$ et des flux $-\kappa_i \mathcal{S}_{p,i}^{T'}(z_i)$ et $-\kappa_{i+1} \mathcal{S}_{p,i+1}^{T'}(z_i)$ dans les deux couches à l'interface \check{z}_i . $\Theta_{i,i+1}(\check{z}_i)$ peut se réécrire sous la forme :

$$\begin{aligned} \Theta_{i,i+1}(\check{z}_i) &= \frac{1}{2\kappa_{i+1}\Gamma_{i+1}} \left\{ \begin{bmatrix} \kappa_{i+1} \mathcal{S}_{p,i+1}^{T'}(\check{z}_i - \check{z}_{i-1}) - \kappa_{i+1} \Gamma_{i+1} \mathcal{S}_{p,i+1}^T(\check{z}_i - \check{z}_{i-1}) \\ -\kappa_{i+1} \mathcal{S}_{p,i+1}^{T'}(\check{z}_i - \check{z}_{i-1}) - \kappa_{i+1} \Gamma_{i+1} \mathcal{S}_{p,i+1}^T(\check{z}_i - \check{z}_{i-1}) \end{bmatrix} \right. \\ &\quad \left. - \begin{bmatrix} \kappa_i \mathcal{S}_{p,i}^{T'}(\check{z}_i - \check{z}_i) - \kappa_{i+1} \Gamma_{i+1} \mathcal{S}_{p,i}^T(\check{z}_i - \check{z}_i) \\ -\kappa_i \mathcal{S}_{p,i}^{T'}(\check{z}_i - \check{z}_i) - \kappa_{i+1} \Gamma_{i+1} \mathcal{S}_{p,i}^T(\check{z}_i - \check{z}_i) \end{bmatrix} \right\}. \\ &= \frac{1}{2\kappa_{i+1}\Gamma_{i+1}} \left\{ \begin{bmatrix} \kappa_{i+1} \mathcal{S}_{p,i+1}^{T'}(d_i) - \kappa_{i+1} \Gamma_{i+1} \mathcal{S}_{p,i+1}^T(d_i) \\ -\kappa_{i+1} \mathcal{S}_{p,i+1}^{T'}(d_i) - \kappa_{i+1} \Gamma_{i+1} \mathcal{S}_{p,i+1}^T(d_i) \end{bmatrix} \right. \\ &\quad \left. - \begin{bmatrix} \kappa_i \mathcal{S}_{p,i}^{T'}(0) - \kappa_{i+1} \Gamma_{i+1} \mathcal{S}_{p,i}^T(0) \\ -\kappa_i \mathcal{S}_{p,i}^{T'}(0) - \kappa_{i+1} \Gamma_{i+1} \mathcal{S}_{p,i}^T(0) \end{bmatrix} \right\}. \end{aligned} \tag{B.27}$$

Il représente donc la différence de l'élévation de température associée à la solution particulière de l'équation de chaleur dans chaque couche à l'interface \check{z}_i .

Ainsi, la solution homogène de la couche $i + 1$ à l'interface \check{z}_i est la somme de deux termes. Le premier est le terme qui dépend de l'amplitude de la solution homogène

de l'équation de la chaleur des couches qui précèdent la couche $i + 1$. Il permet de relier les amplitudes en prenant en compte les caractéristiques thermiques de chaque couche, telles que les coefficients de diffusion thermique et de conduction thermique, et l'épaisseur de la couche dans laquelle se diffuse la chaleur. S'ajoute à cela, un terme relié à la solution particulière de l'équation de la chaleur dans les couches aux différentes interfaces, notamment à l'interface \check{z}_i , où sont prises en compte les contributions de la solution particulière de la couche i et de la couche $i + 1$. Il est délicat de prévoir a priori quels seront les termes dominants dans l'expression (B.22). En effet, dans la couche $i - 1$ bien que la densité électromagnétique puisse être plus élevée, la solution particulière est diffusée au travers des couches $i - 1$ et i . Il est alors difficile de dire si ce terme diffusé est d'une plus grande importance que le terme associé à la couche i qui peut être moins élevé mais peu diffusé.

B.2.2 La matrice de transfert thermique

En suivant le principe de calcul de la section précédente, on exprime les solutions homogènes dans une couche $i + 1$ située plus loin dans le multicouche à l'interface \check{z}_i en fonction des amplitudes de la couche 0, \tilde{T}_0^{h-} et \tilde{T}_0^{h+} :

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \tilde{T}_{i+1}^{h-} \\ \tilde{T}_{i+1}^{h+} \end{bmatrix} &= \prod_{m=0}^{i-1} \mathcal{P}_{m+1,m+2}^T \mathcal{V}_{m+1}^{T+} \mathcal{P}_{m,m+1}^T \begin{bmatrix} \tilde{T}_0^{h-} \\ \tilde{T}_0^{h+} \end{bmatrix} \\ &+ \mathcal{P}_{i,i+1}^T \left\{ \sum_{n=1}^{i-1} \prod_{m=n+1}^{i-1} \mathcal{V}_{m+1}^{T+} \mathcal{P}_{m,m+1}^T \mathcal{V}_{n+1}^{T+} \Theta_{n,n+1}(\check{z}_n) \right\} + \Theta_{i,i+1}(\check{z}_i). \end{aligned} \quad (\text{B.28})$$

L'ensemble des matrices de diffusion et de transmission, qui relie la solution homogène de l'équation de la chaleur dans les couches en amont avec celles de la couche $i + 1$, composent la matrice de transfert thermique :

$$\mathbf{M}_{0,i+1}^T = \prod_{m=0}^{i-1} \mathcal{P}_{m+1,m+2}^T \mathcal{V}_{m+1}^{T+} \mathcal{P}_{m,m+1}^T. \quad (\text{B.29})$$

On peut écrire la contribution des solutions particulières sous la forme $\Theta_{0,i+1}^T$:

$$\Theta_{0,i+1}^T = \sum_{n=1}^{i-1} \prod_{m=n+1}^{i-1} \mathcal{V}_{m+1}^{T+} \mathcal{P}_{m,m+1}^T \mathcal{V}_{n+1}^{T+} \Theta_{n,n+1}(\check{z}_n) + \Theta_{i,i+1}(\check{z}_i). \quad (\text{B.30})$$

On condense ainsi l'écriture de l'expression (B.28) :

$$\begin{bmatrix} \tilde{T}_{i+1}^{h-} \\ \tilde{T}_{i+1}^{h+} \end{bmatrix} = \mathbf{M}_{0,i+1}^T \begin{bmatrix} \tilde{T}_0^{h-} \\ \tilde{T}_0^{h+} \end{bmatrix} + \Theta_{0,i+1}^T. \quad (\text{B.31})$$

B.2.3 La solution homogène aux extrémités

Pour connaître l'ensemble des solutions de l'équation de la chaleur dans la structure multicouche, il est nécessaire de calculer les températures dans le substrat et la couche N qui sont thermiquement semi-infinis.

Le substrat est transparent, d'où $Q_0 = 0$. La température est issue de la chaleur dans le milieu 1 qui, grâce aux conditions de continuités à l'interface \check{z}_0 , est transmise et se diffuse dans le milieu 0. La couche N d'épaisseur $d_N \gg \xi_{N,p}$ a une densité d'énergie Q_N qui décroît spatialement de façon exponentielle suivant $\beta_{N,p}$. On a donc les champs de température suivants dans le milieu 0 et la couche N :

$$\tilde{T}_0(z) = \tilde{T}_0^{h+} e^{\Gamma_0 z} + \mathcal{S}_{p,0}^T(z), \quad (\text{B.32a})$$

$$\tilde{T}_N(z) = \tilde{T}_N^{h-} e^{-\Gamma_N z} + \tilde{T}_N^{\beta-} e^{-\beta_{N,p} z}. \quad (\text{B.32b})$$

Les composantes de la solution homogène dans la couche N sont reliées aux amplitudes de la solution homogène du milieu 0 :

$$\begin{bmatrix} \tilde{T}_N^{h-} e^{-\Gamma_N z_{N-1}} \\ \tilde{T}_N^{h+} e^{\Gamma_N z_{N-1}} \end{bmatrix} = \mathbf{M}_{0,N}^T \begin{bmatrix} \tilde{T}_0^{h-} \\ \tilde{T}_0^{h+} \end{bmatrix} + \Theta_{0,N}^T. \quad (\text{B.33})$$

Les solutions homogènes dans le milieu 0 et couche N ne présentent pas de partie progressive et rétrograde : $\tilde{T}_0^{h-} = 0$ et $\tilde{T}_N^{h+} = 0$. En introduisant la notation suivante pour les composantes de la matrice de transfert $\mathbf{M}_{0,N}^T$ et du vecteur des solutions particulières $\Theta_{0,N}^T$:

$$\begin{bmatrix} \tilde{T}_N^{h-} \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathcal{M}_{N,11}^{T+} & \mathcal{M}_{N,12}^{T+} \\ \mathcal{M}_{N,21}^{T+} & \mathcal{M}_{N,22}^{T+} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{T}_0^{h+} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Theta_{N,1}^T \\ \Theta_{N,2}^T \end{bmatrix} \quad (\text{B.34})$$

on détermine, en développant l'expression B.34, les deux amplitudes des solutions homogènes :

$$\tilde{T}_0^{h+} = -\frac{\Theta_{N,2}^T}{\mathcal{M}_{N,22}^{T+}}, \quad \tilde{T}_N^{h-} = \mathcal{M}_{N,12}^{T+} \tilde{T}_0^{h+} + \Theta_{N,1}^T. \quad (\text{B.35})$$

Dans cette deuxième sous-partie, on a mis en avant le lien entre les composantes de la solution homogène du champ de température de chaque couche et du champ de température dans la couche 0. Il a été établi que les solutions homogènes sont reliées par des matrices de diffusion thermique et de transmission, respectivement notées \mathcal{V}^T

et \mathcal{P}^T . Grâce à la solution particulière, la solution homogène dépend du champ électromagnétique calculé précédemment. Cette dépendance est traduite par le vecteur Θ^T .

Le calcul du champ de température s'effectue en plusieurs étapes. Tout d'abord on effectue le calcul des solutions homogènes aux extrémités. Ensuite, connaissant les amplitudes des solutions homogènes aux extrémités, on détermine les amplitudes des solutions homogènes dans les différentes couches, \tilde{T}_i^{h-} et \tilde{T}_i^{h+} . Enfin, en ajoutant la solution particulière $\mathcal{S}_{p,i}^T(z_i)$ à la solution homogène, on obtient le champ de température dans une couche selon z_i , avec $z_i \in [0, d_i]$.

Quand on représente la diffusion de la chaleur par des matrices de transfert thermiques, une instabilité existe et est bien connue par la communauté des thermiciens. Cette instabilité apparaît dans les milieux transparents et est due à une divergence de l'exponentielle réelle $e^{\Gamma d}$ dans la matrice de propagation. En effet, à des temps très courts ou à des fréquences élevées, le produit $\Gamma(f)d$ est très grand. Pour enrayer l'augmentation de la valeur du produit, il est nécessaire de réécrire le problème sous la forme de température et de flux suivant par exemple les travaux de *J. Pailhes et al.* [77].

B.3 Calcul du champ de température dans une couche sans diffusion thermique

Le champ de température est calculé en résolvant l'équation de la chaleur, également appelée équation de diffusion, pour chaque couche i du multicouche ($z_i \in [\check{z}_{i-1} - \check{z}_{i-1}, \check{z}_i - \check{z}_{i-1}]$) :

$$\kappa_i \frac{\partial^2 T_i(z)}{\partial z^2} + \rho_i C_{p,i} \frac{\partial T_i(z)}{\partial t} = Q_i, \quad (\text{B.36})$$

où κ_i est la conductivité thermique, ρ_i est la masse volumique et $C_{p,i}$ est la chaleur spécifique de la couche i .

Dans le cas où l'on néglige la diffusion thermique² exprimée par le premier terme de gauche de l'équation (B.36) on a avec la relation suivante entre le champ de température $T_i(z)$ et la densité d'énergie Q_i de la couche i :

$$\frac{\partial T_i(z, t)}{\partial t} = \frac{Q_i(z, t)}{\rho_i C_{p,i}} \quad (\text{B.37})$$

Le terme source de l'équation (B.37) Q_i , calculé précédemment dans l'annexe A.1, est de la forme :

$$Q_i(z, t) = \Delta_i \left[|a_i|^2 e^{-\beta_{i,p} z} + |b_i|^2 e^{\beta_{i,p} z} + 2 \cos(2q'_{i,p} z) \Re\{a_i b_i^*\} + 2 \sin(2q'_{i,p} z) \Im\{a_i b_i^*\} \right] f_t(t), \quad (\text{B.38})$$

avec

$$\Delta_i = \frac{n'_{i,p} v \varepsilon_0 \beta_{i,p}}{2\mu_{r,i}},$$

où $q'_{i,p}$ et $n'_{i,p}$ sont les parties réelles de $q_{i,p}$ et $n_{i,p}$, respectivement le nombre d'onde optique et l'indice de réfraction de la couche i , ε_0 la permittivité du vide et v la célérité de l'onde optique dans le vide. $\beta_{i,p}$ est le coefficient d'absorption de la couche i , $\mu_{r,i}$ la perméabilité relative de la couche i qui est égale à 1 pour les matériaux amagnétiques et, enfin, $f_t(t)$ une fonction temporelle de dimension T^{-1} .

En prenant un Dirac $\delta(t)$ comme distribution temporelle de la source $f_t(t)$ la tem-

2. Négliger la diffusion revient à négliger la "propagation" de l'élévation de la température vers les milieux plus froids, la température est proportionnelle à la densité d'énergie déposée dans les différentes couches.

température dans la couche i a pour expression :

$$T_i(z, t) = \frac{1}{\rho_i C_{p,i}} \Delta_i \left[|a_i|^2 e^{-\beta_{i,p} z} + |b_i|^2 e^{\beta_{i,p} z} + 2 \cos(2q'_{i,p} z) \Re\{a_i b_i^*\} + 2 \sin(2q'_{i,p} z) \Im\{a_i b_i^*\} \right] \int_0^t \delta(t) dt. \quad (\text{B.39})$$

La distribution de Dirac est la dérivée de la fonction de Heaviside $H(t)$:

$$\forall t \in \mathbb{R} \quad H(t) = \begin{cases} 0 & \text{si } t < 0, \\ 1 & \text{si } t \geq 0. \end{cases} \quad (\text{B.40})$$

On a alors l'expression suivante pour le champ de température dans la couche i :

$$T_i(z, t) = \frac{1}{\rho_i C_{p,i}} \Delta_i \left[|a_i|^2 e^{-\beta_{i,p} z} + |b_i|^2 e^{\beta_{i,p} z} + 2 \cos(2q'_{i,p} z) \Re\{a_i b_i^*\} + 2 \sin(2q'_{i,p} z) \Im\{a_i b_i^*\} \right] H(t) \quad (\text{B.41})$$

Le champ de température créé par effet photo-thermique entraîne la dilatation de la matière et va donc générer des ondes acoustiques par effet thermo-élastique.

B.4 Calcul du champ de déplacement

Dans cette annexe, on développe le calcul du champ de déplacement engendré par l'élévation de température issue de l'absorption d'une onde électromagnétique dans une structure multicouche. La diffusion thermique n'est pas prise en compte.

Le gradient de l'élévation de température calculée dans la section B.3 apparaît en terme source de l'équation de propagation qui, dans le domaine de Fourier et pour une couche i , s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial z^2}(z, \omega) + k_i^2 \tilde{u}_i(z, \omega) = \alpha_i \frac{\partial \tilde{T}_i}{\partial z}(z, \omega), \quad (\text{B.42})$$

où α_i est le coefficient de dilatation thermique, k_i est le nombre d'onde acoustique dans la couche i ($i \in [0, \dots, N, N + 1]$) et :

$$\begin{aligned} \tilde{T}_i(z, \omega) = \frac{1}{\rho_i C_{p,i}} \Delta_i \left[|a_i|^2 e^{-\beta_{i,p} z} + |b_i|^2 e^{\beta_{i,p} z} \right. \\ \left. + 2 \cos(2q'_{i,p} z) \Re\{a_i b_i^*\} + 2 \sin(2q'_{i,p} z) \Im\{a_i b_i^*\} \right] \tilde{H}(\omega), \end{aligned} \quad (\text{B.43})$$

$\tilde{H}(\omega)$ est la transformée de Fourier de la fonction Heaviside :

$$\tilde{H}(\omega) = \frac{\delta(\omega)}{2} - \frac{j}{\omega} \quad (\text{B.44})$$

En résolvant l'équation B.42 on obtient une solution composée d'une solution homogène et d'une solution particulière :

$$\begin{aligned} \tilde{u}_i(z, \omega) = \underbrace{\tilde{U}_i^{h-} e^{-jk_i z} + \tilde{U}_i^{h+} e^{jk_i z}}_{\text{solution homogène}} \\ + \underbrace{\left[\tilde{U}_i^{\beta-} e^{-\beta_{i,p} z} + \tilde{U}_i^{\beta+} e^{\beta_{i,p} z} + \tilde{U}_i^c \cos(2q'_{i,p} z) + \tilde{U}_i^s \sin(2q'_{i,p} z) \right]}_{\text{solution particulière}} \tilde{H}(\omega). \end{aligned} \quad (\text{B.45})$$

Pour obtenir le champ de déplacement dans la couche i il est donc nécessaire de calculer les amplitudes de la solution homogène et de la solution particulière.

B.4.1 La solution particulière

La solution particulière du champ acoustique dans une couche i est notée $\mathcal{S}_{p,i}^D$. Elle a pour expression :

$$\mathcal{S}_{p,i}^D(z, \omega) = \left[\tilde{U}_i^{\beta-} e^{-\beta_{i,p}z} + \tilde{U}_i^{\beta+} e^{\beta_{i,p}z} + \tilde{U}_i^c \cos(2q'_{i,p}z) + \tilde{U}_i^s \sin(2q'_{i,p}z) \right] \tilde{H}(\omega) \quad (\text{B.46})$$

Pour déterminer les amplitudes de la solution particulière $\tilde{U}_i^{\beta-}$, $\tilde{U}_i^{\beta+}$, \tilde{U}_i^c et \tilde{U}_i^s on injecte la solution particulière dans l'équation de propagation (B.42). On a alors les amplitudes :

$$\tilde{U}_i^{\beta-} = \frac{-\alpha_i \beta_{i,p} |a_i|^2 \varphi_i}{\beta_{i,p}^2 + k_i^2}, \quad \tilde{U}_i^{\beta+} = \frac{\alpha_i \beta_{i,p} |b_i|^2 \varphi_i}{\beta_{i,p}^2 + k_i^2}, \quad (\text{B.47})$$

$$\tilde{U}_i^c = \frac{4q'_{i,p} \alpha_i \Im\{a_i b_i^*\} \varphi_i}{-4q_{i,p}'^2 + k_i^2}, \quad \tilde{U}_i^s = \frac{-4q'_{i,p} \alpha_i \Re\{a_i b_i^*\} \varphi_i}{-4q_{i,p}'^2 + k_i^2},$$

avec

$$\varphi_i = \frac{\Delta_i}{\rho_i C_{p,i}} = \frac{n'_{i,p} v \varepsilon_0 \beta_{i,p}}{2\mu_{r,i} \rho_i C_{p,i}} \quad (\text{B.48})$$

Les amplitudes sont liées aux amplitudes du champ électromagnétique a_i et b_i de la couche i . Il faut donc calculer au préalable les amplitudes du champ électromagnétique pour calculer la solution particulière du champ de déplacement.

On connaît maintenant une solution particulière du déplacement. Il ne nous reste plus qu'à calculer les composantes de la solution homogène \tilde{U}_i^{h-} et \tilde{U}_i^{h+} pour obtenir le champ de déplacement \tilde{u}_i dans la couche i .

B.4.2 La solution homogène

Les amplitudes de la solution homogène dans chacune des couches de la structure multicouche dépendent des amplitudes de la solution homogène des couches qui les entourent. Par exemple, un déplacement dans une couche i dépendra du déplacement de la couche $i - 1$. Le déplacement de la couche $i + 1$ dépendra de du déplacement de la couche i et donc, du déplacement de la couche $i - 1$ (cf. figure B.3).

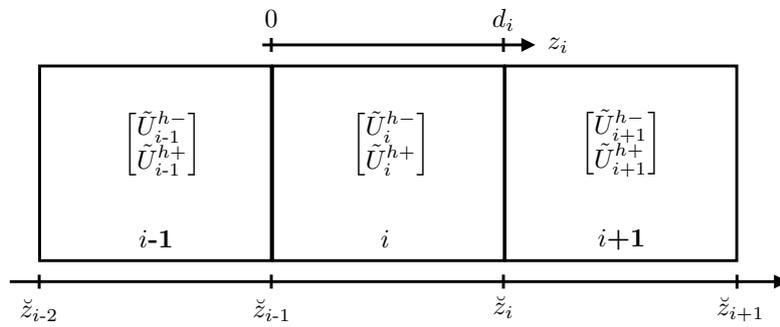


FIGURE B.3 – Couches semi-absorbantes d’indices $i - 1$, i et $i + 1$. \tilde{U}_i^{h-} et \tilde{U}_i^{h+} sont les amplitudes des solutions homogènes progressive et rétrograde de l’équation de propagation dans la couche i à l’interface \check{z}_{i-1} . \check{z} est la coordonnée relative à la structure globale. z est la coordonnée propre à chacune des couches : $z_i \in [\check{z}_{i-1} - \check{z}_{i-1}, \check{z}_i - \check{z}_{i-1}] \Leftrightarrow z_i \in [0, d_i]$.

Tout d’abord, on présente le lien en \check{z}_{i-1} entre les amplitudes des solutions homogènes du champ de déplacement dans la couche $i - 1$ (\tilde{U}_{i-1}^{h-} et \tilde{U}_{i-1}^{h+}) et les amplitudes de la solution homogène dans la couche i (\tilde{U}_i^{h-} et \tilde{U}_i^{h+}). Ensuite, on va relier les amplitudes de la couche i en \check{z}_{i-1} aux amplitudes en \check{z}_i . Puis, on présentera l’écriture matricielle de la solution homogène et on reliera les amplitudes d’une couche 0 à celles d’une couche i en \check{z}_{i-1} . Enfin, on introduira la matrice de transfert acoustique et on détaillera le calcul des champs dans les milieux semi-infinis qui sont de part et d’autre de la structure multicouche.

B.4.2.1 La solution homogène de la couche i en fonction de la solution homogène de la couche $i - 1$

Les couches $i - 1$, i et $i + 1$ sont représentées sur la figure B.3 ainsi que les amplitudes des solutions homogènes dans chacune des couches. \check{z} est la coordonnée relative à la structure globale. z est la coordonnée propre à chacune des couches $z_i \in [\check{z}_{i-1} - \check{z}_{i-1}, \check{z}_i - \check{z}_{i-1}]$, soit $z_i \in [0, d_i]$.

Les couches sont des solides, on a donc à l'interface \check{z}_{i-1} une continuité des déplacements \tilde{u} et des contraintes $\tilde{\sigma}$:

$$\begin{cases} \tilde{u}_i(\check{z}_{i-1}) = \tilde{u}_{i+1}(\check{z}_{i-1}), \\ \tilde{\sigma}_i(\check{z}_{i-1}) = \tilde{\sigma}_{i+1}(\check{z}_{i-1}). \end{cases} \quad (\text{B.49})$$

En développant (B.49), on a :

$$\begin{cases} \tilde{U}_{i-1}^{h-} e^{-jk_{i-1}\check{z}_{i-1}} + \tilde{U}_{i-1}^{h+} e^{jk_{i-1}\check{z}_{i-1}} + \mathcal{S}_{p,i-1}^D(\check{z}_{i-1}, \omega) \\ \quad = \tilde{U}_i^{h-} e^{-jk_i\check{z}_{i-1}} + \tilde{U}_i^{h+} e^{jk_i\check{z}_{i-1}} + \mathcal{S}_{p,i}^D(\check{z}_{i-1}, \omega), \\ Z_{i-1}\omega(-\tilde{U}_{i-1}^{h-} e^{-jk_{i-1}\check{z}_{i-1}} + \tilde{U}_{i-1}^{h+} e^{jk_{i-1}\check{z}_{i-1}}) - jC_{i-1}\mathcal{S}'_{p,i-1}^D(\check{z}_{i-1}, \omega) + j\lambda_{i-1}\tilde{T}_{i-1}(\check{z}_{i-1}, \omega) \\ \quad = Z_i\omega(-\tilde{U}_i^{h-} e^{-jk_i\check{z}_{i-1}} + \tilde{U}_i^{h+} e^{jk_i\check{z}_{i-1}}) - jC_i\mathcal{S}'_{p,i}^D(\check{z}_{i-1}, \omega) + j\lambda_i\tilde{T}_i(\check{z}_{i-1}, \omega), \end{cases} \quad (\text{B.50})$$

avec $\lambda_i = \alpha_i C_i$.

En réarrangeant le système (B.50) :

$$\left\{ \begin{aligned}
 \tilde{U}_i^{h-} e^{-jk_i \check{z}_{i-1}} &= \frac{1}{t_{i,i-1}^D} \tilde{U}_i^{h-} e^{-jk_{i-1} \check{z}_{i-1}} + \frac{r_{i,i-1}^D}{t_{i,i-1}^D} \tilde{U}_{i-1}^{h+} e^{jk_{i-1} \check{z}_{i-1}} \\
 &+ \frac{1}{2} \{ \mathcal{S}_{p,i-1}^D(\check{z}_{i-1}, \omega) - \mathcal{S}_{p,i}^D(\check{z}_{i-1}, \omega) \} \\
 &+ \frac{j}{2Z_i \omega} \{ C_{i-1} \mathcal{S}'_{p,i-1}(\check{z}_{i-1}, \omega) - C_i \mathcal{S}'_{p,i}(\check{z}_{i-1}, \omega) \} \\
 &+ \frac{j}{2Z_i \omega} \{ \lambda_i \tilde{T}_{h,i}(\check{z}_{i-1}, \omega) - \lambda_{i-1} \tilde{T}_{h,i-1}(\check{z}_{i-1}, \omega) \}, \\
 \tilde{U}_i^{h+} e^{jk_{i+1} \check{z}_{i-1}} &= \frac{r_{i,i-1}^D}{t_{i,i-1}^D} \tilde{U}_{i-1}^{h-} e^{-jk_{i-1} \check{z}_{i-1}} + \frac{1}{t_{i,i-1}^D} \tilde{U}_{i-1}^{h+} e^{jk_{i-1} \check{z}_{i-1}} \\
 &+ \frac{1}{2} \{ \mathcal{S}_{p,i-1}^D(\check{z}_{i-1}, \omega) - \mathcal{S}_{p,i}^D(\check{z}_{i-1}, \omega) \} \\
 &+ \frac{j}{2Z_i \omega} \{ -C_{i-1} \mathcal{S}'_{p,i-1}(\check{z}_{i-1}, \omega) + C_i \mathcal{S}'_{p,i}(\check{z}_{i-1}, \omega) \} \\
 &+ \frac{j}{2Z_i \omega} \{ -\lambda_i \tilde{T}_{h,i}(\check{z}_{i-1}, \omega) + \lambda_{i-1} \tilde{T}_{h,i-1}(\check{z}_{i-1}, \omega) \},
 \end{aligned} \right. \quad (\text{B.51})$$

avec $r_{i,i-1}^D$ et $t_{i,i-1}^D$ les coefficients de réflexion et de transmission acoustiques :

$$r_{i,i-1}^D = \frac{Z_i - Z_{i-1}}{Z_i + Z_{i-1}} \quad t_{i,i-1}^D = \frac{2Z_i}{Z_i + Z_{i-1}} \quad (\text{B.52})$$

avec $Z_i = \rho_i v_{L,i}$ l'impédance acoustique et $v_{L,i}$ est la vitesse de l'onde acoustique dans la couche i . On peut alors obtenir les composantes de la solution homogène du champ de déplacement dans la couche i à l'interface \check{z}_{i-1} en fonction de celles de la solution homogène du champ dans la couche $i-1$ à l'interface \check{z}_{i-1} . Par ces relations de continuité on voit apparaître dans l'expression des amplitudes des solutions homogènes un apport explicite de la source thermique aux abscisses \check{z}_{i-1} des deux couches via $\tilde{T}_{h,i}$ et $\tilde{T}_{h,i-1}$ et également implicite via les solutions particulières, $\mathcal{S}_{p,i-1}^D(\check{z}_{i-1}, \omega)$ et $\mathcal{S}_{p,i}^D(\check{z}_{i-1}, \omega)$.

B.4.2.2 Propagation à travers la couche i d'épaisseur d_i

Si l'on veut les solutions homogènes dans la couche i mais à l'interface en \check{z}_i , et non plus à l'interface en \check{z}_{i-1} , on doit propager le champ homogène trouvé en \check{z}_{i-1} dans toute l'épaisseur d_i de la couche i avec $d_i = \check{z}_i - \check{z}_{i-1}$, soit $\check{z}_i = \check{z}_{i-1} + d_i$:

$$\begin{cases} \tilde{U}_i^{h-} e^{-jk_i \check{z}_i} = \tilde{U}_i^{h-} e^{-jk_i \check{z}_{i-1}} e^{-jk_i d_i} \\ \tilde{U}_i^{h+} e^{jk_i \check{z}_i} = \tilde{U}_i^{h+} e^{jk_i \check{z}_{i-1}} e^{jk_i d_i} \end{cases} \quad (\text{B.53})$$

On insère (B.51) dans l'expression (B.53), ce qui donne :

$$\left\{ \begin{aligned} \tilde{U}_i^{h-} e^{-jk_i \check{z}_i} &= \left(\frac{1}{t_{i,i-1}^D} \tilde{U}_i^{h-} e^{-jk_{i-1} \check{z}_{i-1}} + \frac{r_{i,i-1}^D}{t_{i,i-1}^D} \tilde{U}_{i-1}^{h+} e^{jk_{i-1} \check{z}_{i-1}} \right) e^{-jk_i d_i} \\ &+ \left(\frac{1}{2} \{ \mathcal{S}_{p,i-1}^D(\check{z}_{i-1}, \omega) - \mathcal{S}_{p,i}^D(\check{z}_{i-1}, \omega) \} \right. \\ &+ \frac{j}{2Z_i \omega} \{ C_{i-1} \mathcal{S}'^D_{p,i-1}(\check{z}_{i-1}, \omega) - C_i \mathcal{S}'^D_{p,i}(\check{z}_{i-1}, \omega) \} \\ &\left. + \frac{j}{2Z_i \omega} \{ \lambda_i \tilde{T}_{h,i}(\check{z}_{i-1}, \omega) - \lambda_{i-1} \tilde{T}_{h,i-1}(\check{z}_{i-1}, \omega) \} \right) e^{-jk_i d_i} \\ \tilde{U}_i^{h+} e^{jk_i \check{z}_i} &= \left(\frac{r_{i,i-1}^D}{t_{i,i-1}^D} \tilde{U}_{i-1}^{h-} e^{-jk_{i-1} \check{z}_{i-1}} + \frac{1}{t_{i,i-1}^D} \tilde{U}_{i-1}^{h+} e^{jk_{i-1} \check{z}_{i-1}} \right) e^{jk_i d_i} \\ &+ \left(\frac{1}{2} \{ \mathcal{S}_{p,i-1}^D(\check{z}_{i-1}, \omega) - \mathcal{S}_{p,i}^D(\check{z}_{i-1}, \omega) \} \right. \\ &+ \frac{j}{2Z_i \omega} \{ -C_{i-1} \mathcal{S}'^D_{p,i-1}(\check{z}_{i-1}, \omega) + C_i \mathcal{S}'^D_{p,i}(\check{z}_{i-1}, \omega) \} \\ &\left. + \frac{j}{2Z_i \omega} \{ -\lambda_i \tilde{T}_{h,i}(\check{z}_{i-1}, \omega) + \lambda_{i-1} \tilde{T}_{h,i-1}(\check{z}_{i-1}, \omega) \} \right) e^{jk_i d_i} \end{aligned} \right. \quad (\text{B.54})$$

B.4.2.3 Écriture matricielle de la solution homogène du champ de déplacement

L'expression (B.54) peut se mettre sous la forme matricielle :

$$\begin{aligned}
 \begin{bmatrix} \tilde{U}_i^{h-} e^{-jk_i \check{z}_i} \\ \tilde{U}_i^{h+} e^{jk_i \check{z}_i} \end{bmatrix} &= \frac{1}{t_{i,i-1}^D} \begin{bmatrix} e^{-jk_i d_i} & 0 \\ 0 & e^{jk_i d_i} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & r_{i,i-1}^D \\ r_{i,i-1}^D & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{U}_{i-1}^{h-} e^{-jk_{i-1} \check{z}_{i-1}} \\ \tilde{U}_{i-1}^{h+} e^{jk_{i-1} \check{z}_{i-1}} \end{bmatrix} \\
 &+ \begin{bmatrix} e^{-jk_i d_i} & 0 \\ 0 & e^{jk_i d_i} \end{bmatrix} \left\{ \frac{1}{2} \left(\begin{bmatrix} \mathcal{S}_{p,i-1}^D(\check{z}_{i-1}, \omega) - \mathcal{S}_{p,i}^D(\check{z}_{i-1}, \omega) \\ \mathcal{S}_{p,i-1}^D(\check{z}_{i-1}, \omega) - \mathcal{S}_{p,i}^D(\check{z}_{i-1}, \omega) \end{bmatrix} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{j}{Z_i \omega} \begin{bmatrix} c_{i-1} \mathcal{S}_{p,i-1}^{D'}(\check{z}_{i-1}, \omega) - c_i \mathcal{S}_{p,i}^{D'}(\check{z}_{i-1}, \omega) \\ -c_{i-1} \mathcal{S}_{p,i-1}^{D'}(\check{z}_{i-1}, \omega) + c_i \mathcal{S}_{p,i}^{D'}(\check{z}_{i-1}, \omega) \end{bmatrix} \right) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{j}{2Z_i \omega} \begin{bmatrix} \lambda_i \tilde{T}_i(\check{z}_{i-1}, \omega) - \lambda_{i-1} \tilde{T}_{i-1}(\check{z}_{i-1}, \omega) \\ -\lambda_i \tilde{T}_i(\check{z}_{i-1}, \omega) + \lambda_{i-1} \tilde{T}_{i-1}(\check{z}_{i-1}, \omega) \end{bmatrix} \right\}
 \end{aligned} \tag{B.55}$$

On a donc relié dans l'expression (B.55) les composantes de la solution homogène de la couche i à l'interface \check{z}_i aux composantes de la solution homogène de la couche $i-1$ à l'interface \check{z}_{i-1} .

De la même façon que pour le champ électromagnétique et thermique, on distingue après mise en écriture matricielle (système (B.55)) deux types de matrice qui permettent de relier les amplitudes des champs homogènes :

- une matrice de *passage* notée $\mathcal{P}_{i-1,i}^D$:

$$\mathcal{P}_{i-1,i}^D = \frac{1}{t_{i,i-1}^D} \begin{bmatrix} 1 & r_{i,i-1}^D \\ r_{i,i-1}^D & 1 \end{bmatrix}, \tag{B.56}$$

qui fait passer le champ homogène de la couche $i-1$ à la couche i .

- une matrice de *propagation* qui rajoute un terme de phase :

$$\mathcal{V}_i^D = \begin{bmatrix} e^{-jk_i d_i} & 0 \\ 0 & e^{jk_i d_i} \end{bmatrix}, \tag{B.57}$$

qui permet d'obtenir une translation du champ homogène sur toute l'épaisseur d_i dans la couche i .

- un vecteur $\Pi_{i-1,i}$:

$$\begin{aligned} \Pi_{i-1,i}(\check{z}_{i-1}) &= \frac{1}{2} \left(\begin{bmatrix} \mathcal{S}_{p,i-1}^D(\check{z}_{i-1}, \omega) - \mathcal{S}_{p,i}^D(\check{z}_{i-1}, \omega) \\ \mathcal{S}_{p,i-1}^D(\check{z}_{i-1}, \omega) - \mathcal{S}_{p,i}^D(\check{z}_{i-1}, \omega) \end{bmatrix} \right) \\ &+ \frac{j}{Z_i \omega} \begin{bmatrix} C_{i-1} \mathcal{S}_{p,i-1}^{D'}(\check{z}_{i-1}, \omega) - C_i \mathcal{S}_{p,i}^{D'}(\check{z}_{i-1}, \omega) \\ -C_{i-1} \mathcal{S}_{p,i-1}^{D'}(\check{z}_{i-1}, \omega) + C_i \mathcal{S}_{p,i}^{T'}(\check{z}_{i-1}, \omega) \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{B.58})$$

qui comprend les solutions particulières et leur dérivée par rapport à l'espace. Elles sont reliées au terme source, i.e. au champ de température et donc indirectement au champ électrique dans les différentes couches.

La première partie de ce vecteur est donc la différence de l'apport de la solution particulière de la couche $i - 1$ en \check{z}_{i-1} avec celle de la couche i en \check{z}_{i-1} .

- un vecteur $\Upsilon_{i-1,i}$:

$$\Upsilon_{i-1,i}(\check{z}_{i-1}) = \frac{j}{2Z_i \omega} \begin{bmatrix} \lambda_i \tilde{T}_i(\check{z}_{i-1}, \omega) - \lambda_{i-1} \tilde{T}_{i-1}(\check{z}_{i-1}, \omega) \\ -\lambda_i \tilde{T}_i(\check{z}_{i-1}, \omega) + \lambda_{i-1} \tilde{T}_{i-1}(\check{z}_{i-1}, \omega) \end{bmatrix} \quad (\text{B.59})$$

qui est composé des contraintes thermo-élastiques des couches $i - 1$ et i à l'interface \check{z}_{i-1} .

Rappelons que seule la solution homogène a été "propagée" à travers la couche i . La présence de la solution particulière résulte de l'écriture des conditions limites.

Afin d'alléger l'expression on peut donc réécrire (B.55) :

$$\begin{bmatrix} \tilde{U}_i^{h-} e^{-jk_i \check{z}_i} \\ \tilde{U}_i^{h+} e^{jk_i \check{z}_i} \end{bmatrix} = \mathcal{V}_i^D \mathcal{P}_{i-1,i}^D \begin{bmatrix} \tilde{U}_{i-1}^{h-} e^{-jk_{i-1} \check{z}_{i-1}} \\ \tilde{U}_{i-1}^{h+} e^{jk_{i-1} \check{z}_{i-1}} \end{bmatrix} + \mathcal{V}_i^D \{ \Pi_{i-1,i}(\check{z}_{i-1}) + \Upsilon_{i-1,i}(\check{z}_{i-1}) \} \quad (\text{B.60})$$

B.4.2.4 Champ homogène dans la couche $i + 1$ en fonction de celui dans la couche $i - 1$

Dans cette sous-partie on relie la solution homogène du champ de déplacement de la couche i à la solution homogène du champ de la couche 0. Puis, on généralise l'écriture.

On va pour cela utiliser le calcul élémentaire présenté dans section B.4.2.2 qui permet de calculer les composantes des solutions homogènes du champ de déplacement à l'extrémité droite d'une couche en fonction du champ à l'extrémité droite de la couche précédente.

Ainsi, la solution homogène du déplacement à l'extrémité droite de la couche 1 en \check{z}_1 , d'amplitude \tilde{U}_1^{h-} et \tilde{U}_1^{h+} s'exprime en fonction des composantes du champ homogène dans la couche 0 en \check{z}_0 . De plus, le milieu 0 est un milieu transparent non absorbant optiquement, il n'y a donc pas de densité d'énergie électromagnétique dans ce milieu i.e. pas de source de chaleur. Négligeant la diffusion thermique on ne peut pas avoir de champ de température présent dans le milieu 0 qui pourrait résulter de la diffusion thermique de l'élévation de température de la couche 1 dans le milieu 0, de $\check{z}_0 = 0$ vers les z décroissants. Il n'y a donc pas d'ondes progressives dans le milieu 0, le substrat, et la solution particulière $\mathcal{S}_{p,0}^D(\check{z}_0)$ est nulle dans le substrat transparent. On peut donc écrire :

$$\begin{bmatrix} \tilde{U}_1^{h-} e^{-jk_1 \check{z}_1} \\ \tilde{U}_1^{h+} e^{jk_1 \check{z}_1} \end{bmatrix} = \mathcal{V}_1^D \mathcal{P}_{0,1}^D \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{U}_0^{h+} e^{jk_0 \check{z}_0} \end{bmatrix} + \mathcal{V}_1^D \{ \Pi_{0,1}(\check{z}_0) + \Upsilon_{0,1}(\check{z}_0) \} \quad (\text{B.61})$$

avec

$$\Pi_{0,1}(\check{z}_0) = \frac{1}{2} \left(- \begin{bmatrix} \mathcal{S}_{p,1}^D(\check{z}_0) \\ \mathcal{S}_{p,1}^D(\check{z}_0) \end{bmatrix} + \frac{j}{Z_1 \omega} \begin{bmatrix} -c_1 \mathcal{S}_{p,1}^{D'}(\check{z}_0) \\ c_1 \mathcal{S}_{p,1}^{D'}(\check{z}_0) \end{bmatrix} \right), \quad (\text{B.62})$$

et

$$\Upsilon_{0,1}(\check{z}_0) = \frac{j}{2Z_1 \omega} \begin{bmatrix} \lambda_1 \tilde{T}_1(\check{z}_0) \\ -\lambda_1 \tilde{T}_1(\check{z}_0) \end{bmatrix}. \quad (\text{B.63})$$

L'origine des phases du repère lié à la structure est située en \check{z}_0 . De plus, nous calculons les amplitudes d'une couche i dans le repère local z_i avec $z_i \in [\check{z}_i - \check{z}_i, \check{z}_i - \check{z}_{i+1}]$ soit $z_i \in [0, d_i]$. Les amplitudes calculées dans la couche 1 sont donc calculées à $z_1 = d_1$. Les composantes des vecteurs $\Pi_{0,1}$ et $\Upsilon_{0,1}$ sont calculées en $z_1 = \check{z}_0 - \check{z}_0 = 0$.

Nous avons donc :

$$\begin{bmatrix} \tilde{U}_1^{h-} e^{-jk_1 d_1} \\ \tilde{U}_1^{h+} e^{-jk_1 d_1} \end{bmatrix} = \mathcal{V}_1^D \mathcal{P}_{0,1}^D \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{U}_0^{h+} \end{bmatrix} + \mathcal{V}_1^D \{ \Pi_{0,1}(z_1 = 0) + \Upsilon_{0,1}(z_1 = 0) \} \quad (\text{B.64})$$

avec

$$\Pi_{0,1}(z_1 = 0) = \frac{1}{2} \left(- \begin{bmatrix} \mathcal{S}_{p,1}^D(0) \\ \mathcal{S}_{p,1}^D(0) \end{bmatrix} + \frac{j}{Z_1 \omega} \begin{bmatrix} -c_1 \mathcal{S}_{p,1}^{D'}(0) \\ c_1 \mathcal{S}_{p,1}^{D'}(0) \end{bmatrix} \right), \quad (\text{B.65})$$

et

$$\Upsilon_{0,1}(z_1 = 0) = \frac{j}{2Z_1 \omega} \begin{bmatrix} \lambda_1 \tilde{T}_1(0) \\ -\lambda_1 \tilde{T}_1(0) \end{bmatrix}. \quad (\text{B.66})$$

Les amplitudes des solutions homogènes à l'extrémité droite de la couche 2 s'expriment en fonction des amplitudes calculées précédemment. Elles sont calculées en $z_2 = 0$. Les composantes des vecteurs $\Pi_{1,2}$ et $\Upsilon_{1,2}$ qui appartiennent à la couche 1 sont calculées en $z_1 = \check{z}_1 - \check{z}_0 = d_1$. Celles qui appartiennent à la couche 2 sont calculées pour en $z_2 = \check{z}_1 - \check{z}_1 = 0$. Les amplitudes de la solution homogène à l'extrémité droite de la couche 2 s'écrivent donc :

$$\begin{bmatrix} \tilde{U}_2^{h-} e^{-jk_2 d_2} \\ \tilde{U}_2^{h+} e^{jk_2 d_2} \end{bmatrix} = \mathcal{V}_2^D \mathcal{P}_{1,2}^D \begin{bmatrix} \tilde{U}_1^{h-} \\ \tilde{U}_1^{h+} \end{bmatrix} + \mathcal{V}_2^D \{ \Pi_{1,2} + \Upsilon_{1,2} \} \quad (\text{B.67})$$

avec

$$\begin{aligned} \Pi_{1,2} &= \frac{1}{2} \left(\begin{bmatrix} \mathcal{S}_{p,1}^D(\check{z}_1 - \check{z}_0, \omega) - \mathcal{S}_{p,2}^D(\check{z}_1 - \check{z}_1, \omega) \\ \mathcal{S}_{p,1}^D(\check{z}_1 - \check{z}_0, \omega) - \mathcal{S}_{p,2}^D(\check{z}_1 - \check{z}_1, \omega) \end{bmatrix} \right. \\ &\quad \left. + \frac{j}{Z_2 \omega} \begin{bmatrix} c_1 \mathcal{S}_{p,1}^{D'}(\check{z}_1 - \check{z}_0, \omega) - c_2 \mathcal{S}_{p,2}^{D'}(\check{z}_1 - \check{z}_1, \omega) \\ -c_1 \mathcal{S}_{p,1}^{D'}(\check{z}_1 - \check{z}_0, \omega) + c_2 \mathcal{S}_{p,2}^{D'}(\check{z}_1 - \check{z}_1, \omega) \end{bmatrix} \right) \\ &= \frac{1}{2} \left(\begin{bmatrix} \mathcal{S}_{p,1}^D(d_1, \omega) - \mathcal{S}_{p,2}^D(0, \omega) \\ \mathcal{S}_{p,1}^D(d_1, \omega) - \mathcal{S}_{p,2}^D(0, \omega) \end{bmatrix} + \frac{j}{Z_2 \omega} \begin{bmatrix} c_1 \mathcal{S}_{p,1}^{D'}(d_1, \omega) - c_2 \mathcal{S}_{p,2}^{D'}(0, \omega) \\ -c_1 \mathcal{S}_{p,1}^{D'}(d_1, \omega) + c_2 \mathcal{S}_{p,2}^{D'}(0, \omega) \end{bmatrix} \right), \end{aligned} \quad (\text{B.68})$$

et

$$\begin{aligned} \Upsilon_{1,2} &= \frac{j}{2Z_2 \omega} \begin{bmatrix} \lambda_2 \tilde{T}_2(\check{z}_1 - \check{z}_1, \omega) - \lambda_1 \tilde{T}_1(\check{z}_1 - \check{z}_0, \omega) \\ -\lambda_2 \tilde{T}_2(\check{z}_1 - \check{z}_1, \omega) + \lambda_1 \tilde{T}_1(\check{z}_1 - \check{z}_0, \omega) \end{bmatrix} \\ &= \frac{j}{2Z_2 \omega} \begin{bmatrix} \lambda_2 \tilde{T}_2(0, \omega) - \lambda_1 \tilde{T}_1(d_1, \omega) \\ -\lambda_2 \tilde{T}_2(0, \omega) + \lambda_1 \tilde{T}_1(d_1, \omega) \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{B.69})$$

En combinant (B.64) et (B.67), on a :

$$\begin{bmatrix} \tilde{U}_2^{h-} e^{-jk_2 d_2} \\ \tilde{U}_2^{h+} e^{jk_2 d_2} \end{bmatrix} = \mathcal{V}_2^D \mathcal{P}_{1,2}^D \mathcal{V}_1^D \mathcal{P}_{0,1}^D \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{U}_0^{h+} \end{bmatrix} + \mathcal{V}_2^D \mathcal{P}_{1,2}^D \mathcal{V}_1^D \{\Pi_{0,1} + \Upsilon_{0,1}\} + \mathcal{V}_2^D \{\Pi_{1,2} + \Upsilon_{1,2}\} \quad (\text{B.70})$$

On peut ainsi transporter le champ homogène depuis la couche 0 jusqu'à une autre extrémité du milieu multicouche du milieu $i - 1$, en \check{z}_{i-1} et dans le repère local :

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \tilde{U}_{i-1}^{h-} e^{-jk_{i-1} d_{i-1}} \\ \tilde{U}_{i-1}^{h+} e^{jk_{i-1} d_{i-1}} \end{bmatrix} &= \mathcal{V}_{i-1}^D \mathcal{P}_{i-2,i-1}^D \mathcal{V}_{i-2}^D \mathcal{P}_{i-3,i-2}^D \cdots \mathcal{V}_2^D \mathcal{P}_{1,2}^D \mathcal{V}_1^D \mathcal{P}_{0,1}^D \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{U}_0^{h+} \end{bmatrix} \\ &+ \mathcal{V}_{i-1}^D \mathcal{P}_{i-2,i-1}^D \mathcal{V}_{i-2}^D \mathcal{P}_{i-3,i-2}^D \cdots \mathcal{V}_2^D \mathcal{P}_{1,2}^D \mathcal{V}_1^D \{\Pi_{0,1} + \Upsilon_{0,1}\} \\ &+ \mathcal{V}_{i-1}^D \mathcal{P}_{i-2,i-1}^D \mathcal{V}_{i-2}^D \mathcal{P}_{i-3,i-2}^D \cdots \mathcal{V}_2^D \{\Pi_{1,2} + \Upsilon_{1,2}\} \quad \cdots \\ &+ \mathcal{V}_{i-1}^D \mathcal{P}_{i-2,i-1}^D \mathcal{V}_{i-2}^D \{\Pi_{i-3,i-2} + \Upsilon_{i-3,i-2}\} \\ &+ \mathcal{V}_{i-1}^D \{\Pi_{i-2,i-1} + \Upsilon_{i-2,i-1}\} \end{aligned} \quad (\text{B.71})$$

Il reste plus qu'à transmettre le champ homogène à travers l'interface en \check{z}_{i-1} pour avoir les composantes de la solution homogène du champ de déplacement dans le milieu i à l'interface \check{z}_{i-1}

$$\begin{bmatrix} \tilde{U}_i^{h-} \\ \tilde{U}_i^{h+} \end{bmatrix} = \mathcal{P}_{i-1,i}^D \begin{bmatrix} \tilde{U}_{i-1}^{h-} \\ \tilde{U}_{i-1}^{h+} \end{bmatrix} + \{\Pi_{i-1,i} + \Upsilon_{i-1,i}\} \quad (\text{B.72})$$

ce qui permet d'avoir en remplaçant les amplitudes \tilde{U}_{i-1}^{h-} et \tilde{U}_{i-1}^{h+} par leur expression

donné par (B.71) :

$$\begin{aligned}
 \begin{bmatrix} \tilde{U}_i^{h-} \\ \tilde{U}_i^{h-} \end{bmatrix} &= \mathcal{P}_{i-1,i}^D \mathcal{V}_{i-1}^D \mathcal{P}_{i-2,i-1}^D \mathcal{V}_{i-2}^D \mathcal{P}_{i-3,i-2}^D \cdots \mathcal{V}_2^D \mathcal{P}_{1,2}^D \mathcal{V}_1^D \mathcal{P}_{0,1}^D \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{U}_0^{h-} \end{bmatrix} \\
 &+ \mathcal{P}_{i-1,i}^D \left(\mathcal{V}_{i-1}^D \mathcal{P}_{i-2,i-1}^D \mathcal{V}_{i-2}^D \mathcal{P}_{i-3,i-2}^D \cdots \mathcal{V}_2^D \mathcal{P}_{1,2}^D \mathcal{V}_1^D \{ \Pi_{0,1} + \Upsilon_{0,1} \} \right) \\
 &+ \mathcal{V}_{i-1}^D \mathcal{P}_{i-2,i-1}^D \mathcal{V}_{i-2}^D \mathcal{P}_{i-3,i-2}^D \cdots \mathcal{V}_2^D \{ \Pi_{1,2} + \Upsilon_{1,2} \} \quad \dots \\
 &+ \mathcal{V}_{i-1}^D \mathcal{P}_{i-2,i-1}^D \mathcal{V}_{i-2}^D \{ \Pi_{i-3,i-2} + \Upsilon_{i-3,i-2} \} \\
 &+ \mathcal{V}_{i-1}^D \{ \Pi_{i-2,i-1} + \Upsilon_{i-2,i-1} \} \\
 &+ \{ \Pi_{i-1,i} + \Upsilon_{i-1,i} \}.
 \end{aligned} \tag{B.73}$$

Les amplitudes de la solution homogène dans la couche $i+1$ à l'interface \check{z}_i en fonction des amplitudes de la solution homogène de la couche $i-1$ à l'interface \check{z}_{i-1} avec l'origine des phases en \check{z}_{i-1} sont donc obtenues par l'expression :

$$\begin{bmatrix} \tilde{U}_{i+1}^{h-} \\ \tilde{U}_{i+1}^{h-} \end{bmatrix} = \mathcal{P}_{i,i+1}^D \mathcal{V}_i^D \mathcal{P}_{i-1,i}^D \begin{bmatrix} \tilde{U}_{i-1}^{h-} \\ \tilde{U}_{i-1}^{h-} \end{bmatrix} + \mathcal{P}_{i,i+1}^D \mathcal{V}_i^D \{ \Pi_{i-1,i} + \Upsilon_{i-1,i} \} + \{ \Pi_{i,i+1} + \Upsilon_{i,i+1} \} \tag{B.74}$$

Ce qui peut être généralisé en exprimant en reliant des amplitudes de la couche 1 en \check{z}_0 :

$$\begin{aligned}
 \begin{bmatrix} \tilde{U}_{i+1}^{h-} \\ \tilde{U}_{i+1}^{h+} \end{bmatrix} &= \prod_{m=1}^{i-1} \mathcal{P}_{m+1,m+2}^D \mathcal{V}_{m+1}^{D+} \mathcal{P}_{m,m+1}^D \begin{bmatrix} \tilde{U}_1^{h-} \\ \tilde{U}_1^{h+} \end{bmatrix} \\
 &+ \mathcal{P}_{i,i+1}^D \left\{ \sum_{n=1}^{i-1} \prod_{m=n+1}^{N-1} \mathcal{V}_{m+1}^{D+} \mathcal{P}_{m,m+1}^D \mathcal{V}_{n+1}^{D+} (\Pi_{n,n+1}(\check{z}_n) + \Upsilon_{n,n+1}(\check{z}_n)) \right\} \\
 &+ \{ \Pi_{i,i+1}(\check{z}_i) + \Upsilon_{i,i+1}(\check{z}_i) \}. \tag{B.75}
 \end{aligned}$$

B.4. CALCUL DU CHAMP DE DÉPLACEMENT

Annexe C

Optimisation du transducteur tri-couche

Dans cette annexe nous développons tout d'abord le calcul de la réflectance et transmittance de la structure tri-couche pour le faisceau optique pompe et sonde. Ensuite, on présente un tableau des propriétés optiques, thermiques et acoustiques des matériaux utilisés dans les chapitre 3, 4 et 5.

C.1 Calcul de la réflectance et de la transmittance du transducteur tri-couche

Le transducteur tri-couche est constitué de trois couches déposées sur un substrat transparent de saphir semi-infini optiquement (milieu 0). La première couche est une couche semi-transparente de titane (couche 1), la second est une couche transparente de fluorure de lithium (couche 2) et la troisième est une couche opaque de titane (couche 3). Comme représenté sur la figure C.1, le faisceau pompe et le faisceau sonde traversent les couches 1 et 2 et pénètrent dans la couche 3.

La transmittance du faisceau pompe et la réflectance du faisceau sonde sont calculées à partir du modèle multicouche optique décrit dans la partie 2.1.3. La matrice de transfert qui relie les amplitudes du champ optique dans la couche 3 et le milieu 0

C.1. CALCUL DE LA RÉFLECTANCE ET DE LA TRANSMITTANCE DU TRANSDUCTEUR TRI-COUCHE

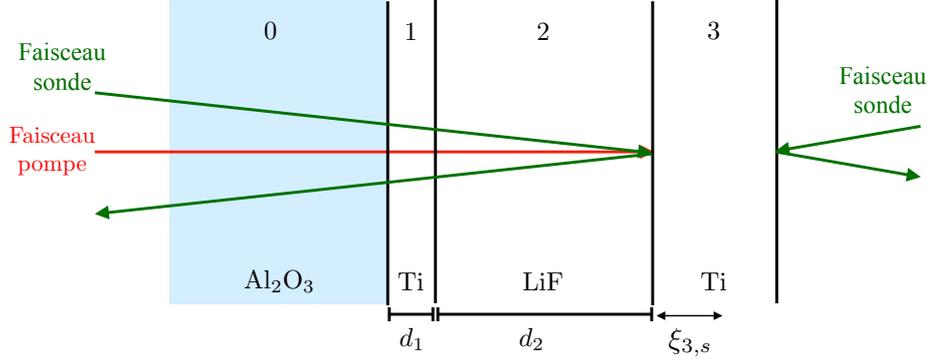


FIGURE C.1 – Transducteur tri-couche constitué de trois couches déposées sur un substrat transparent de saphir semi-infini optiquement (milieu 0). La première couche est une couche semi-transparente de titane (couche 1), la second est une couche transparente de fluorure de lithium (couche 2). Le tout est chargé d'une couche opaque de titane (couche 3). Le faisceau pompe (en rouge) et le faisceau sonde (en vert) traversent la couche 1 et la couche 2.

s'écrit à partir des matrices optiques de propagation \mathcal{P} et de passage \mathcal{V} :

$$\mathbf{M}^{3,0} = \mathcal{P}_{1,0} \mathcal{V}_{2,0} \mathcal{P}_{2,1} \mathcal{V}_{3,1} \mathcal{P}_{3,2}. \quad (\text{C.1})$$

L'équation C.1 peut se mettre sous forme matricielle suivante :

$$\mathbf{M}^{3,0} = \begin{bmatrix} \mathcal{M}_{11}^{3,0} & \mathcal{M}_{12}^{3,0} \\ \mathcal{M}_{21}^{3,0} & \mathcal{M}_{22}^{3,0} \end{bmatrix}. \quad (\text{C.2})$$

Nous relierons les amplitudes du champ optique dans la couche 3 et le milieu 0 à l'aide de $\mathbf{M}^{3,0}$ et obtenons un système à deux équations et deux inconnues (b_0 et a_3) :

$$\begin{bmatrix} a_0 \\ b_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathcal{M}_{11}^{3,0} & \mathcal{M}_{12}^{3,0} \\ \mathcal{M}_{21}^{3,0} & \mathcal{M}_{22}^{3,0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_3 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (\text{C.3})$$

où a_i et b_i sont respectivement les amplitudes des composantes progressive et régressive du champ optique dans une couche ou milieu i .

Les coefficients de réflexion $\mathbf{r}_{0,3}^c$ et de transmission $\mathbf{t}_{0,3}^c$ de l'ensemble {couche 1, couche 2} sont calculés :

$$\mathbf{r}_{0,3}^c = \frac{b_0}{a_0} = \frac{\mathcal{M}_{21}^{3,0}}{\mathcal{M}_{11}^{3,0}} \quad \text{et} \quad \mathbf{t}_{0,3}^c = \frac{1}{\mathcal{M}_{11}^{3,0}}. \quad (\text{C.4})$$

C.1. CALCUL DE LA RÉFLECTANCE ET DE LA TRANSMITTANCE DU TRANSDUCTEUR TRI-COUCHE

La réflectance $\mathbf{R}_{0,3}^c$ et la transmittance $\mathbf{T}_{0,3}^c$ de l'ensemble {couche 1, couche 2} peuvent ainsi être obtenues :

$$\mathbf{R}_{0,3}^c = |\mathbf{r}_{0,3}^c|^2 \quad \text{et} \quad \mathbf{T}_{0,3}^c = \frac{n'_3}{n'_0} |\mathbf{t}_{0,3}^c|^2. \quad (\text{C.5})$$

où n'_3 et n'_0 sont respectivement les parties réelles de l'indice de réfraction optique de la couche 3 et du milieu 0.

C.2 Caractéristiques des matériaux

Les propriétés optiques, thermiques et acoustiques des matériaux utilisées dans le chapitre 3, 4 et 5 sont rassemblés dans le tableau suivant :

Les paramètres matériaux					
Matériaux	Saphir	Titane	LiF	Verre	Polystyrène
Paramètres					
Optique					
$n'_{\lambda_{515}}$	1,75	1,78	1,39	1,5	1,6
$n'_{\lambda_{1030}}$	1,75	2,95	1,37	1,5	1,57
$\xi_{\lambda_{515}}$ (nm)	0	17,1	0		
$\xi_{\lambda_{1030}}$ (nm)	0	21,3	0		
$\partial n / \partial \eta$	0,08*	10 + j9*	0,3*		
Thermique					
κ (W.m ⁻¹ K ⁻¹)	35	21,9	11,3		
C_p (J.kg ⁻¹ K ⁻¹)	761	528	1562		
α (K ⁻¹)	5,8.10 ⁻⁶	9.10 ⁻⁶	37.10 ⁻⁶		
Mécanique					
ρ (g.cm ⁻³)	3,98	4,5	2,63		
C' (GPa)	481,58	220,57*	112		
γ (GPa.s)	0	0,0221*	0		

TABLE C.1 – Propriétés des matériaux utilisés pour les simulations du chapitre 3. Les paramètres indicés de * sont obtenus en ajustant le modèle sur les données expérimentales du chapitre 4 (pour $I_0 = 300$ J.m⁻³). De plus, C' et γ sont tels que $C = C' + j\omega\gamma$. Les données matériaux sont extraites de différentes thèses et papiers [39, 75, 76].

Bibliographie

- [1] AG Bell. On the production and reproduction of sound by light. *American Journal of Science*, 20(118) :305, 1880-1910.
- [2] L Brillouin. Diffusion de la lumière et des rayons x par un corps transparent homogène. *Annales de Physique*, 9(17) :88–122, 1922.
- [3] RM White. Elastic wave generation by electron bombardment or electromagnetic wave absorption. *Journal of Applied Physics*, 34(7) :2123–2124, 1963.
- [4] C Thomsen, HT Grahn, HJ Maris, and J Tauc. Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses. *Physical Review B*, 34(6) :4129, 1986.
- [5] C Thomsen, J Strait, Z Vardeny, HJ Maris, J Tauc, and JJ Hauser. Coherent phonon generation and detection by picosecond light pulses. *Physical Review Letters*, 53(10) :989, 1984.
- [6] B Perrin, C Rossignol, B Bonello, and J-C Jeannet. Interferometric detection in picosecond ultrasonics. *Physica B : Condensed Matter*, 263-264 :571–573, 1999.
- [7] LJ Shelton, F Yang, WK Ford, and HJ Maris. Picosecond ultrasonic measurement of the velocity of phonons in water. *Physica Status Solidi (b)*, 242(7) :1379–1382, 2005.
- [8] H-N Lin, RJ Stoner, HJ Maris, and J Tauc. Phonon attenuation and velocity measurements in transparent materials by picosecond acoustic interferometry. *Journal of Applied Physics*, 69(7) :3816–3822, 1991.
- [9] F Yang, TJ Grimsley, S Che, GA Antonelli, HJ Maris, and AV Nurmikko. Picosecond ultrasonic experiments with water and its application to the measurement of nanostructures. *Journal of Applied Physics*, 107(10) :103537, 2010.

- [10] A Devos, R Cote, G Caruyer, and A Lefevre. A different way of performing picosecond ultrasonic measurements in thin transparent films based on laser-wavelength effects. *Applied Physics Letters*, 86(21) :211903, 2005.
- [11] CJ Morath and HJ Maris. Phonon attenuation in amorphous solids studied by picosecond ultrasonics. *Physical Review B*, 54(1) :203, 1996.
- [12] F Pérez-Cota, R Fuentes-Domínguez, S La Cavera, W Hardiman, M Yao, K Setchfield, E Moradi, S Naznin, A Wright, KF Webb, et al. Picosecond ultrasonics for elasticity-based imaging and characterization of biological cells. *Journal of Applied Physics*, 128(16) :160902, 2020.
- [13] S Danworaphong, M Tomoda, Y Matsumoto, O Matsuda, T Ohashi, H Watanabe, M Nagayama, K Gohara, PH Otsuka, and OB Wright. Three-dimensional imaging of biological cells with picosecond ultrasonics. *Applied Physics Letters*, 106(16) :163701, 2015.
- [14] T Dehoux, M Abi Ghanem, OF Zouani, J-M Rampnoux, Y Guillet, S Dilhaire, M-C Durrieu, and B Audoin. All-optical broadband ultrasonography of single cells. *Scientific Reports*, 5 :8650, 2015.
- [15] A Viel, E Peronne, O Sénépart, L Becerra, C Legay, F Semprez, L Trichet, T Coradin, A Hamraoui, and L Belliard. Picosecond ultrasounds as elasticity probes in neuron-like cells models. *Applied Physics Letters*, 115(21) :213701, 2019.
- [16] B Audoin, C Rossignol, N Chigarev, M Ducouso, G Forget, F Guillemot, and M-C Durrieu. Picosecond acoustics in vegetal cells : non invasive in vitro measurements at a sub-cell scale. *Physics Procedia*, 3(1) :323–331, 2010.
- [17] A Gadalla, T Dehoux, and B Audoin. Transverse mechanical properties of cell walls of single living plant cells probed by laser-generated acoustic waves. *Planta*, 239(5) :1129–1137, 2014.
- [18] Y Li, Q Miao, AV Nurmikko, and HJ Maris. Picosecond ultrasonic measurements using an optical cavity. *Journal of Applied Physics*, 105(8) :083516, 2009.
- [19] G Tas and HJ Maris. Electron diffusion in metals studied by picosecond ultrasonics. *Physical Review B*, 49(21) :15046, 1994.
- [20] OB Wright and K Kawashima. Coherent phonon detection from ultrafast surface vibrations. *Physical Review Letters*, 69(11) :1668, 1992.

-
- [21] C Rossignol, B Perrin, S Laborde, L Vandenbulcke, MI De Barros, and P Djemia. Nondestructive evaluation of micrometric diamond films with an interferometric picosecond ultrasonics technique. *Journal of Applied Physics*, 95(8) :4157–4162, 2004.
- [22] KE O’Hara, X Hu, and DG Cahill. Characterization of nanostructured metal films by picosecond acoustics and interferometry. *Journal of Applied Physics*, 90(9) :4852–4858, 2001.
- [23] Y-C Lee, KC Bretz, FW Wise, and W Sachse. Picosecond acoustic measurements of longitudinal wave velocity of submicron polymer films. *Applied Physics Letters*, 69(12) :1692–1694, 1996.
- [24] A Amziane, L Belliard, F Decremps, and B Perrin. Ultrafast acoustic resonance spectroscopy of gold nanostructures : Towards a generation of tunable transverse waves. *Physical Review B*, 83(1) :014102, 2011.
- [25] MM Bjornsson, AB Connolly, S Mahat, BE Rachmilowitz, BC Daly, GA Antonelli, A Myers, KJ Singh, HJ Yoo, and SW King. Picosecond ultrasonic study of surface acoustic waves on titanium nitride nanostructures. *Journal of Applied Physics*, 117(9) :095305, 2015.
- [26] F Decremps, M Gauthier, S Ayrinhac, L Bove, L Belliard, B Perrin, M Morand, G Le Marchand, F Bergame, and J Philippe. Picosecond acoustics method for measuring the thermodynamical properties of solids and liquids at high pressure and high temperature. *Ultrasonics*, 56 :129–140, 2015.
- [27] PV Zinin, VB Prakapenka, K Burgess, S Otake, N Chigarev, and SK Sharma. Combined laser ultrasonics, laser heating, and raman scattering in diamond anvil cell system. *Review of Scientific Instruments*, 87(12) :123908, 2016.
- [28] RM White. Generation of elastic waves by transient surface heating. *Journal of Applied Physics*, 34(12) :3559–3567, 1963.
- [29] O Matsuda, MC Larciprete, RL Voti, and OB Wright. Fundamentals of picosecond laser ultrasonics. *Ultrasonics*, 56 :3–20, 2015.
- [30] C Rossignol, J-M Rampnoux, M Perton, B Audoin, and S Dilhaire. Generation and detection of shear acoustic waves in metal submicrometric films with ultrashort laser pulses. *Physical Review Letters*, 94(16) :166106, 2005.

- [31] OB Wright and VE Gusev. Ultrafast acoustic phonon generation in gold. *Physica B : Condensed Matter*, 219 :770–772, 1996.
- [32] VE Gusev and AA Karabutov. Laser optoacoustics. *NASA STI/Recon Technical Report A*, 93 :16842, 1991.
- [33] D Royer and E Dieulesaint. *Ondes élastiques dans les solides. Tome 2, Génération, Acousto-optic Interaction, Applications*, page 196. Springer Science & Business Media, 1999.
- [34] JR Bernstein and JB Spicer. Line source representation for laser-generated ultrasound in aluminum. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 107(3) :1352–1357, 2000.
- [35] H Méri. *Rayonnement d’ultrasons générés par laser dans les matériaux anisotropes : effets de la pénétration optique, de la diffusion de la chaleur et de la diffusion de la densité électronique*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2004.
- [36] H John, IV Lienhard, and V Lienhard. A heat transfer textbook, 2006.
- [37] RL Weaver, W Sachse, and KL Kim. Effect of lateral electronic diffusion on acoustic diffraction in picosecond ultrasonics. *Journal of Applied Mechanics*, 63(2) :337–346, 1996.
- [38] D Royer and E Dieulesaint. *Ondes élastiques dans les solides. Tome 1, Propagation libre et guidée*, page 35. Springer Science & Business Media, 1999.
- [39] M Ducouso. *Acoustique picoseconde dans une cellule biologique individuelle*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2010.
- [40] T Dehoux, M Abi Ghanem, OF Zouani, M Ducouso, N Chigarev, C Rossignol, N Tsapis, M-C Durrieu, and B Audoin. Probing single-cell mechanics with picosecond ultrasonics. *Ultrasonics*, 56 :160–171, 2015.
- [41] JV Knuuttila, PT Tikka, and Martti M Salomaa. Scanning michelson interferometer for imaging surface acoustic wave fields. *Optics Letters*, 25(9) :613–615, 2000.
- [42] T Tachizaki, T Muroya, O Matsuda, Y Sugawara, DH Hurley, and OB Wright. Scanning ultrafast sagnac interferometry for imaging two-dimensional surface wave propagation. *Review of Scientific Instruments*, 77(4) :043713, 2006.

-
- [43] N Chigarev, C Rossignol, and B Audoin. Surface displacement measured by beam distortion detection technique : Application to picosecond ultrasonics. *Review of Scientific Instruments*, 77(11) :114901, 2006.
- [44] M Abi Ghanem. *Microscope opto-acoustique utilisant la technique d'acoustique picoseconde pour l'échographie cellulaire*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2014.
- [45] E Hecht. *Optics 4th edition*, pages 395–404. Pearson Education Limited, Harlow, UK, 2014.
- [46] A Devos, J-F Robillard, R Côte, and P Emery. High-laser-wavelength sensitivity of the picosecond ultrasonic response in transparent thin films. *Physical Review B*, 74(6) :064114, 2006.
- [47] R Côte. *Oscillations Brillouin en acoustique picoseconde colorée*. PhD thesis, Université de Lille, 2005.
- [48] OB Wright. Thickness and sound velocity measurement in thin transparent films with laser picosecond acoustics. *Journal of Applied Physics*, 71(4) :1617–1629, 1992.
- [49] S Ayrinhac, M Foret, A Devos, B Rufflé, E Courtens, and R Vacher. Subterahertz hypersound attenuation in silica glass studied via picosecond acoustics. *Physical Review B*, 83(1) :014204, 2011.
- [50] A Huynh, B Perrin, and A Lemaître. Semiconductor superlattices : A tool for terahertz acoustics. *Ultrasonics*, 56 :66–79, 2015.
- [51] C Rossignol. *Etude théorique et numérique d'expériences d'acoustiques picosecondes*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris 6, 2000.
- [52] T Sun, HX Chen, and Diebold GJ. Distributed source photoacoustic generation of ultrasound. *Ultrasonics*, 32(4) :265–270, 1994.
- [53] O Matsuda and OB Wright. Reflection and transmission of light in multilayers perturbed by picosecond strain pulse propagation. *Journal of the Optical Society of America B*, 19(2) :3018–3041, 2002.
- [54] M Perton. *Ultrasons rayonnés par une source laser ponctuelle dans des milieux isotropes transverses et applications à la mesure du tenseur d'élasticité de cylindres et de couches minces*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2006.

- [55] WT Thomson. Transmission of elastic waves through a stratified solid medium. *Journal of Applied Physics*, 21 :89–93, 1950.
- [56] NA Haskell. Dispersion of surface waves on multilayered media. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 43 :17–34, 1953.
- [57] L Knopoff. A matrix method for elastic wave problems. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 54 :431–438, 1964.
- [58] MJS Lowe. Matrix techniques for modeling ultrasonic waves in multilayered media. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 42(4) :525–542, 1995.
- [59] F Perez-Cota, RJ Smith, E Moradi, L Marques, KF Webb, and M Clark. Thin-film optoacoustic transducers for subcellular brillouin oscillation imaging of individual biological cells. *Applied Optics*, 54(28) :8388–8398, 2015.
- [60] B Bonello, B Perrin, E Romatet, and JC Jeannet. Application of the picosecond ultrasonic technique to the study of elastic and time-resolved thermal properties of materials. *Ultrasonics*, 35(3) :223–231, 1997.
- [61] T Dehoux and B Audoin. Non-invasive optoacoustic probing of the density and stiffness of single biological cells. *Journal of Applied Physics*, 112(12) :124702, 2012.
- [62] RM Montekali, A Mancini, and S Martelli. Micro and sub-micro fabrication techniques for optically confined structures based on lithium fluoride. *Applied Organometallic Chemistry*, 15(5) :407–413, 2001.
- [63] A Abbas. *Développement d’un dispositif pompe-sonde hétérodyne : application à l’imagerie en acoustique picoseconde*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2013.
- [64] H Michel. *Imagerie pompe-sonde femtoseconde : application à l’étude thermique de nanomatériaux pour la micro-électronique*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2008.
- [65] S Dilhaire, W Claeys, JM Rampnoux, and C Rossignol. Micro and sub-micro fabrication techniques for optically confined structures based on lithium fluoride. *US Patent 7*, 2010.
- [66] RM Montekali. Point defects in thin insulating films of lithium fluoride for optical microsystems. *Handbook of Thin Film*, pages 399–431, 2002.

-
- [67] Q d'Acremont. *Étude des propriétés thermiques de librairies d'alliages ternaires en couches minces et mise en évidence du transport non-diffusif par spectroscopie thermique pompe-sonde femtoseconde*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2017.
- [68] PE Raad, PL Komarov, and MG Burzo. Technical brief : thermo-reflectance thermography for submicron temperature measurements. *Electronics Cooling*, 14(1) :28, 2008.
- [69] A Mertins and DA Mertins. Signal analysis : wavelets, filter banks, time-frequency transforms and applications. *John Wiley & Sons, Inc.*, 1999.
- [70] S Mallat. *A wavelet tour of signal processing*. Elsevier, 1999.
- [71] JO Smith. *Mathematics of the discrete Fourier transform (DFT) : with audio applications*. Julius Smith, 2007.
- [72] N Delprat, B Escudié, P Guillemain, R Kronland-Martinet, P Tchamitchian, and B Torresani. Asymptotic wavelet and gabor analysis : Extraction of instantaneous frequencies. *IEEE Transactions on Information Theory*, 38(2) :644–664, 1992.
- [73] F. Yang. *Study of Gigahertz Ultrasound Propagation in Water Using Picosecond Ultrasonics*. PhD thesis, Brown University, 2009.
- [74] O Matsuda and OB Wright. Laser picosecond acoustics with oblique probe light incidence. *Review of Scientific Instruments*, 74(1) :895–897, 2003.
- [75] A Viel. *Diffraction d'ondes de cisaillement en acoustique picoseconde et mesure de leur coefficient de réflexion à une interface : modélisation et expériences*. PhD thesis, Université de Bordeaux, 2017.
- [76] J Higuët, T Valier-Brasier, T Dehoux, and B Audoin. Beam distortion detection and deflectometry measurements of gigahertz surface acoustic waves. *Review of Scientific Instruments*, 82(11) :114905, 2011.
- [77] J Pailhes, C Pradere, J-L Battaglia, J Toutain, A Kusiak, A W Aregba, and J-C Batsale. Thermal quadrupole method with internal heat sources. *International Journal of Thermal Sciences*, 53 :49–55, 2012.