



**HAL**  
open science

# Diffraction d'ondes de cisaillement en acoustique picoseconde et mesure de leur coécient de réflexion à une interface : modélisation et expériences

Alexis Viel

► **To cite this version:**

Alexis Viel. Diffraction d'ondes de cisaillement en acoustique picoseconde et mesure de leur coécient de réflexion à une interface : modélisation et expériences. Mécanique [physics]. Université de Bordeaux, 2017. Français. NNT : 2017BORD0610 . tel-01695676

**HAL Id: tel-01695676**

**<https://theses.hal.science/tel-01695676>**

Submitted on 29 Jan 2018

**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**

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

SPÉCIALITÉ : Mécanique

Par **Alexis VIEL**

---

**Diffraction d'ondes de cisaillement en acoustique picoseconde et  
mesure de leur coefficient de réflexion à une interface :  
Modélisation et Expériences**

---

Sous la direction de : Bertrand Audoin

Soutenue le 15 juin 2017

Membres du jury :

**Mme** I. DUFOUR, Professeur, Université de Bordeaux

**M.** L. BELLIARD, Professeur, Université Pierre et Marie Curie

**M.** S. CATHELIN, Directeur de recherche, INSERM

**M.** B. AUDOIN, Professeur, Université de Bordeaux

**M.** C. GLORIEUX, Professeur, Katholieke Universiteit Leuven

**M.** Y. GUILLET, Maître de conférences, Université de Bordeaux

**M.** D. SEGUR, Ingénieur-chercheur, C.E.A

**Présidente**

**Rapporteurs**

**Examineurs**



*Ce travail a été réalisé à l'Institut de Mécanique et d'Ingénierie de Bordeaux, au sein de l'équipe Ultrasons Laser, coordonnée par Bertrand Audoin, professeur à l'Université de Bordeaux.*

*Je remercie Laurent Belliard, professeur à l'Université Pierre et Marie Curie, ainsi que Stefan Catheline, directeur de recherche à l'INSERM, pour avoir accepté d'examiner mon travail.*

*Merci également à Isabelle Dufour, professeur à l'Université de Bordeaux, Christ Glorieux, professeur à la KU Leuven, Yannick Guillet, maître de conférences à l'Université de Bordeaux, et Damien Ségur, ingénieur au C.E.A, pour avoir accepté de participer au jury de thèse.*

*Ce travail a été encadré par Bertrand Audoin, je tiens ici à lui adresser toute ma gratitude. Merci également à Thomas Dehoux, chargé de recherche au CNRS, qui a co-encadré mes travaux de thèse durant la première année.*

*Je remercie les membres de l'équipe Ultrasons Laser que j'ai côtoyés durant ma thèse : Clément Rossignol, chargé de recherche au CNRS, Yannick Guillet, Feng Xu, Julien Chandezon et Romain Legrand. Je remercie Maroun Abi Ghanem pour son accueil chaleureux lors de mon arrivée au laboratoire. Merci à Liwang Liu pour les moments passés ensemble sur les montages optiques.*

*Je tiens à remercier également l'ensemble des personnes du département d'acoustique physique, avec qui j'ai eu le plaisir de passer ces trois années. Merci à celles et ceux qui étaient à mes côtés pour leur amitié et leur bienveillance.*

*Enfin, merci à mes parents et merci à Émilie pour sa présence et son soutien constant.*



# Table des matières

Table des matières

Table des figures	xii
Liste des tableaux	xiii
Introduction générale	1
Chapitre 1 Génération d'ondes transverses GHz en acoustique picoseconde	5
1.1 Génération d'ondes acoustiques dans une couche mince opaque, modèle simplifié	6
1.2 Etat de l'art sur la génération d'ondes transverses GHz . . . . .	8
1.2.1 Dans des matériaux anisotropes . . . . .	9
1.2.2 Dans des matériaux isotropes . . . . .	12
1.3 Répartition spatiale de l'amplitude des ondes générées . . . . .	14
1.3.1 Calcul des diagrammes de directivité pour une source surfacique rayonnant dans un demi-espace isotrope . . . . .	16
1.3.1.1 Théorème de réciprocité . . . . .	16
1.3.1.2 Fonction de directivité $f_L$ pour des ondes de polarisation longitudinale . . . . .	17
1.3.1.3 Fonction de directivité $f_T$ pour des ondes de polarisation transversale . . . . .	19
1.3.1.4 Régime d'ablation et régime thermoélastique . . . . .	21
1.3.2 Calcul des diagrammes de directivité pour une source à l'interface de deux matériaux isotropes dont l'un est transparent . . . . .	24
1.3.2.1 Fonction de directivité $f_L$ pour des ondes de polarisation longitudinale . . . . .	26
1.3.2.2 Fonction de directivité $f_T$ pour des ondes de polarisation transversale . . . . .	27

1.3.3	Rayonnement de la source dans le milieu opaque . . . . .	27
1.3.4	Prise en compte de la pénétration optique . . . . .	33
1.3.5	Prise en compte de la largeur de la source . . . . .	36
1.3.5.1	Effet de la largeur de la source sur la directivité . . . . .	36
1.3.5.2	Prise en compte de la pénétration optique et de la largeur de source	38
1.3.5.3	Focalisation linéique et circulaire de la source laser . . . . .	39
1.4	Génération d'ondes transverses par synthèse de fronts plans virtuels (FPV) . . .	41
1.4.1	Principe de la méthode . . . . .	42
1.4.2	Sélection du mode synthétisé . . . . .	44
1.5	Conclusion . . . . .	45
<b>Chapitre 2 Configurations expérimentales</b>		<b>47</b>
2.1	Déplacement normal induit par une onde incidente à une interface . . . . .	48
2.1.1	Déplacement normal engendré par une onde incidente à la surface d'un demi-espace libre . . . . .	49
2.1.1.1	Onde incidente de polarisation longitudinale . . . . .	49
2.1.1.2	Onde incidente de polarisation transversale . . . . .	51
2.1.2	Calcul du déplacement normal engendré par une onde incidente à l'inter- face entre deux demi-espaces, dont l'un est transparent . . . . .	52
2.1.2.1	Influence des propriétés mécaniques du milieu transparent sur le déplacement normal sondé à l'interface . . . . .	53
2.2	Mesures en transmission . . . . .	56
2.2.1	Modification de la fonction de détection . . . . .	57
2.2.2	Modification de la fonction de génération . . . . .	58
2.3	Mesures en réflexion . . . . .	60
2.3.1	Modification de la fonction de génération et de la fonction de détection .	61
2.3.2	Mesure du coefficient de réflexion . . . . .	62
2.4	Conclusion . . . . .	64
<b>Chapitre 3 Simulations numériques</b>		<b>67</b>
3.1	Principe du calcul du champ de déplacement . . . . .	67
3.2	Synthèse de FPV pour des signaux calculés numériquement . . . . .	69
3.2.1	Outil d'analyse des signaux synthétisés . . . . .	69
3.2.2	Synthèse de fronts d'onde de volume . . . . .	71

3.2.2.1	Configuration en transmission dans un demi-espace de titane dont la surface est libre . . . . .	71
3.2.2.2	Configuration en transmission dans une couche de titane reposant sur un substrat transparent . . . . .	73
3.2.2.3	Configuration en réflexion pour une couche de titane libre reposant sur un substrat transparent . . . . .	74
3.2.3	Mesure du coefficient de réflexion à l'interface titane/glycérol par analyse des FPV . . . . .	77
3.2.3.1	Modèle rhéologique pour la description du glycérol . . . . .	77
3.2.3.2	Configuration en réflexion pour une couche de titane chargée reposant sur un substrat transparent . . . . .	77
3.2.3.3	Influence des propriétés transverses du glycérol sur $R_{TT}^{ti/gly}$ . . . . .	79
3.3	Conclusion . . . . .	80
<b>Chapitre 4 Résultats expérimentaux</b>		<b>83</b>
4.1	Présentation du dispositif expérimental . . . . .	84
4.1.1	Montage pompe-sonde asynchrone . . . . .	85
4.1.1.1	Dispositif de balayage de l'échantillon . . . . .	89
4.1.1.2	Détection élasto-optique . . . . .	90
4.2	Synthèse de FPV à partir de signaux expérimentaux . . . . .	92
4.2.1	Signature de la diffraction acoustique sur les signaux individuels . . . . .	92
4.2.2	Synthèse de FPV expérimentaux . . . . .	94
4.3	Analyse des FPV synthétisés . . . . .	96
4.3.1	Mesures en réflexion dans une couche de titane déposée sur un demi-espace de saphir . . . . .	96
4.3.2	Mesure du coefficient de réflexion à l'interface titane/glycérol . . . . .	96
4.4	Conclusion . . . . .	100
<b>Conclusion générale</b>		<b>103</b>
<b>ANNEXES</b>		<b>109</b>
<b>Annexe A Calcul du déplacement normal induit à une surface libre par une onde incidente</b>		<b>109</b>



A.1	Composante normale du déplacement engendré par le passage d'une onde incidente de polarisation longitudinale . . . . .	109
A.2	Composante normale du déplacement engendré par le passage d'une onde incidente de polarisation transversale . . . . .	111
A.3	Conclusion . . . . .	114
<b>Annexe B Calcul du champ de déplacement dans une couche disposée entre deux demi-espaces</b>		<b>115</b>
B.1	Spectre du champ de température . . . . .	116
B.1.1	Conditions aux frontières thermiques . . . . .	117
B.2	Spectre du champ de déplacement . . . . .	118
B.2.1	Forme du champ de déplacement . . . . .	119
B.2.2	Forme du champ de contraintes . . . . .	120
B.2.3	Conditions mécaniques aux frontières . . . . .	122
B.2.3.1	Continuité des contraintes aux interfaces . . . . .	122
B.2.3.2	Continuité des déplacements aux interfaces . . . . .	123
<b>Bibliographie</b>		<b>125</b>

# Table des figures

1.1	Géométrie du problème. . . . .	6
1.2	Reproduction issue de l'article de Hurley <i>et al.</i> <sup>20</sup> Représentation du changement de réflectivité en fonction du retard pompe/sonde pour un film d'aluminium déposé sur un substrat de zinc orienté obliquement (haut), on distingue un écho transverse pour $t \approx 480$ ps. Changement de réflectivité pour le même film d'aluminium sur un substrat de silicium (bas). . . . .	10
1.3	Reproduction issue de l'article de T. Pézeril <i>et al.</i> <sup>13</sup> Génération d'échos transverses ( <b>S</b> ) à l'interface entre un milieu transparent et un cristal anisotrope désorienté. . . . .	11
1.4	Reproduction issue de l'article de Rossignol <i>et al.</i> <sup>16</sup> Diffraction dans un film d'aluminium d'épaisseur $0.54 \mu m$ : on observe avec la diminution de la taille du spot laser $a$ des contributions transverses générées par diffraction. . . . .	12
1.5	Illustration du principe de génération d'ondes transverses par diffraction : plus la source est focalisée, plus le spectre spatial généré est large permettant ainsi la génération d'ondes de cisaillement. . . . .	13
1.6	Problèmes directs et réciproques pour le calcul des diagrammes de directivité des ondes de compression et de cisaillement. . . . .	15
1.7	Représentation géométrique de la réflexion d'une onde transverse incidente obliquement dans un demi-espace de titane dont la surface est libre. (a) $\theta_{inc} < \theta_{cr}$ , l'onde incidente est réfléchiée avec et sans conversion de mode. (b) $\theta_{inc} = \theta_{cr}$ , le vecteur d'onde de l'onde longitudinale résultant de la réflexion avec conversion de mode suit l'interface. . . . .	21
1.8	Fonctions de directivités pour des ondes longitudinales (pointillés) et des ondes transverses (lignes continues) pour une source linéique surfacique rayonnant dans un demi-espace de titane.(a) : régime d'ablation, (b) : régime thermoélastique. Les célérités longitudinales et transverses dans le titane sont $v_l = 6075$ m/s et $v_T = 3125$ m/s. . . . .	22

1.9	Evolution des coefficients de réflexion $R_{LL}$ , $R_{LT}$ , $R_{TL}$ et $R_{TT}$ , en fonction de l'angle d'incidence $\theta$ pour une interface titane/air. Sur chaque figure sont représentés le module (trait continu), la partie réelle (tirets longs) et la partie imaginaire (pointillés) du coefficient de réflexion. . . . .	23
1.10	Géométrie bicouche, le matériau transparent est au-dessus du matériau opaque. .	24
1.11	Fonctions de directivités longitudinale (a) et transverse (en coordonnées polaires (b) et cartésiennes(c)) pour une source surfacique à l'interface entre un demi-espace de saphir et un demi-espace de titane. Les diagrammes représentent l'amplitude des déplacements dans le titane. . . . .	29
1.12	Evolution des coefficients de réflexion $R_{LL}$ , $R_{LT}$ , $R_{TL}$ et $R_{TT}$ , en fonction de l'angle d'incidence $\theta$ pour une interface titane/saphir. L'onde est incidente dans le titane. Sur chaque figure sont représentés le module (trait continu), la partie réelle (tirets longs) et la partie imaginaire (pointillés) du coefficient de réflexion. La position des angles critiques est annotée sur l'évolution des coefficients de réflexion $R_{LL}$ et $R_{TL}$ . . . . .	30
1.13	Courbes des lenteurs pour une onde incidente de polarisation longitudinale dans le titane à une interface titane/saphir. (a) Si $\theta_{inc} < \theta_{cr}^L$ , il existe deux ondes transmises et deux ondes réfléchies. (b) Si $\theta_{inc} > \theta_{cr}^L$ , seule l'onde avec conversion de mode est transmise dans le saphir.. . . .	31
1.14	Courbes des lenteurs pour une onde incidente de polarisation transversale dans le titane à une interface titane/saphir. (a) Lorsque $\theta_{inc} < \theta_{cr}^{T1}$ , deux ondes sont transmises et deux ondes sont réfléchies. (b) Quand $\theta = \theta_{cr}^{T2}$ , l'onde incidente peut être réfractée dans le saphir sans conversion de mode, le vecteur d'onde de l'onde réfléchi avec conversion de mode suit l'interface. . . . .	32
1.15	Pénétration optique dans le demi espace opaque. . . . .	34
1.16	Fonctions de directivités longitudinale (a) et transversale (b) dans le titane pour une source située à l'interface saphir/titane. Comparaison entre le modèle quadripolaire (ligne continue) et la prise en compte de la pénétration optique (pointillés). Les valeurs pour la distance de pénétration optique $\zeta$ sont (a) 10 nm ; (b) 20 nm ; (c) 30 nm ; (d) 40 nm et (e) 50 nm. Fréquences : 15 GHz pour les ondes longitudinales et 7.5 GHz pour les ondes transverses. . . . .	35

1.17	Variations des fonctions de directivité des ondes longitudinales pour différentes largeurs de source $a$ . A gauche en coordonnées polaires, à droite en coordonnées cartésiennes. Les largeurs $a$ sont (en nm) (a) 500; (b) 700; (c) 900; (d) 1100 et (e) 1300. La fréquence est égale à 6 GHz. . . . .	37
1.18	Variations des fonctions de directivité des ondes transverses pour différentes largeurs de source $a$ . A gauche en coordonnées polaires, à droite en coordonnées cartésiennes. Les largeurs $a$ sont (en nm) (a) 500; (b) 700; (c) 900; (d) 1100 et (e) 1300. La fréquence est égale à 3 GHz. . . . .	38
1.19	(a) Influence de l'augmentation de la fréquence sur la fonction de directivité pour des ondes longitudinales pour une largeur de source $a = 1000$ nm et une pénétration optique $\zeta = 20$ nm. Fréquences (en GHz) : (a) 5; (b) 10; (c) 15; (d) 20; (e) 25. (b) Pour des ondes transverses, fréquences (en GHz) : (f) 3; (g) 5; (h) 7; (i) 9; (j) 11. . . . .	39
1.20	Fonctions de directivités longitudinale (L) et transverse (T) pour une focalisation linéique (trait plein) et circulaire (pointillé) dans un demi-espace d'aluminium dont la surface est libre. Rapports $a/\lambda_L$ : (a) 2; (b) 1,5; (c) 1. . . . .	40
1.21	Principe de la synthèse de front : la somme de chaque source individuelle forme un front plan. Le retard linéaire entre les sources contrôle l'angle $\varphi$ entre le vecteur d'onde du front plan et la normale à l'échantillon. . . . .	42
1.22	Représentation du chemin parcouru par le front plan à une vitesse de phase $v_p$ pendant un temps $\delta t$ . . . . .	44
1.23	Représentation des vecteurs d'ondes générés en fonction de la lenteur de la source. Si $\delta t_1/\delta x < 1/v_L$ les modes longitudinaux et transverses sont synthétisés. Si $1/v_L < \delta t_2/\delta x < 1/v_T$ , seul le mode de polarisation transversale est synthétisé. . . . .	45
2.1	Réflexion d'une onde incidente longitudinale sur une surface libre. Les polarisations associées aux ondes de polarisation longitudinale et transverse sont représentées. . . . .	49
2.2	Amplitude du déplacement normal à la surface libre normalisée par l'amplitude de l'onde incidente longitudinale, en fonction de l'angle d'incidence. . . . .	50
2.3	Réflexion d'une onde incidente transverse sur une surface libre. Les polarisations associées aux ondes de polarisation transverse et longitudinale sont représentées. . . . .	51
2.4	Amplitude du déplacement normal à la surface libre normalisée par l'amplitude de l'onde incidente transverse. . . . .	52

2.5	Amplitude du déplacement normal normalisé par l'amplitude de l'onde incidente pour trois configurations différentes de chargement du titane. (a) $f_{det,L}$ pour des ondes incidentes longitudinales. (b) $f_{det,T}$ pour ondes incidentes transverses. . . .	55
2.6	Mesure en transmission pour deux configurations. Configuration (a) : pompe focalisée à l'interface saphir/titane, sonde focalisée à l'interface titane/air. Configuration (b) : pompe focalisée à l'interface saphir/titane, sonde focalisée à l'interface titane/glycérol. . . . .	57
2.7	Comparaison des déplacements normaux engendrés par des ondes incidentes (a) longitudinales et (b) transverses détectés pour les cas illustrés (fig. 2.6). Trait plein : amplitudes pour la configuration (fig. 2.6(a)). En pointillés, pour la configuration (fig. 2.6(b)). . . . .	57
2.8	Mesure en transmission pour deux configurations. Configuration (a) : pompe focalisée à l'interface air/titane, sonde focalisée à l'interface titane/saphir. Configuration (b) : pompe focalisée à l'interface glycérol/titane, sonde focalisée à l'interface titane/saphir. . . . .	59
2.9	Comparaison des déplacements normaux engendrés par des ondes incidentes (a) longitudinales et (b) transverses détectés pour les cas illustrés (fig. 2.8). Trait plein : signaux pour la configuration (fig. 2.8(a)). En pointillés, pour la configuration (fig. 2.8(b)). . . . .	59
2.10	Configurations pour deux mesures en réflexion. Configuration (a) : pompe et sonde focalisées à l'interface air/titane. Configuration (b) : pompe et sonde focalisées à l'interface glycérol/titane. . . . .	61
2.11	Comparaison des déplacements normaux engendrés par des ondes incidentes (a) longitudinales et (b) transverses détectés pour les cas illustrés (fig. 2.10). Trait plein : signaux pour la configuration (fig. 2.10(a)). En pointillés, pour la configuration (fig. 2.10(b)). . . . .	62
2.12	Configurations pour deux mesures du coefficient de réflexion, pour une interface titane/air (a) ou titane/glycérol (b). La pompe et la sonde sont focalisées à l'interface saphir/titane pour les deux configurations. . . . .	63
2.13	Comparaison des déplacements normaux engendrés par des ondes incidentes (a) longitudinales et (b) transverses détectés pour les cas illustrés (fig. 2.12). Trait plein : signaux pour la configuration (fig. 2.12(a)). En pointillés, pour la configuration (fig. 2.12(b)). . . . .	64

3.1	Distance parcourue par le FPV pour une configuration en transmission et en réflexion. . . . .	70
3.2	Chronogramme des FPV synthétisés. Les lignes continues représentent les temps d'arrivées théoriques pour les échos longitudinaux ( $L$ ) et transverses ( $T$ ) décrits par l'équation (3.2). . . . .	72
3.3	Diagramme de directivité pour des ondes transverses. Amplitudes obtenues après analyse des FPV (cercles) synthétisés à partir de l'exploitation de signaux individuels calculés dans un demi-espace de titane pour une source thermoélastique de largeur infinitésimale située à la surface libre. La fréquence centrale de l'ondelette pour l'analyse des FPV est 11 GHz. La ligne continue représente la directivité théorique transverse. . . . .	73
3.4	Diagramme de directivité pour des ondes transverses. Amplitudes obtenues après analyse des FPV (cercles) synthétisés à partir de signaux individuels calculés en transmission dans une couche de titane d'épaisseur $3 \mu\text{m}$ déposée sur un demi-espace de saphir pour une source thermoélastique de largeur infinitésimale située à l'interface titane/saphir. La fréquence centrale de l'ondelette pour l'analyse des FPV est 12 GHz. La ligne continue représente la directivité théorique pour des ondes transverses. . . . .	74
3.5	Diagramme de directivité pour des ondes transverses. Amplitudes obtenues après analyse des FPV (cercles) synthétisés à partir de l'exploitation de signaux individuels calculés en réflexion pour une couche de titane reposant sur un demi-espace de saphir pour une source thermoélastique située à l'interface titane/saphir. La fréquence centrale de l'ondelette pour l'analyse des FPV est 4 GHz. La ligne continue représente la directivité théorique transverse. . . . .	75
3.6	(a) Evolution théorique de l'intensité du diagramme de directivité $f_{gen,T}^{ti/sap} \times R_{TT}^{ti/air} \times f_{det,T}^{ti/sap}$ en fonction de la fréquence pour une source de largeur 1 micron. (b) Projection dans le plan Angle-Fréquence de la figure (a). Pour plus de lisibilité, l'échelle d'intensité sur la figure (b) est logarithmique . . . . .	76
3.7	Directivités pour des ondes transverses pour une configuration en réflexion, rappelée dans l'encart. La largeur de la source est égale à $1 \mu\text{m}$ . Comparaison entre la directivité théorique (droite), et la directivité issue du traitement des FPV (gauche). La fréquence centrale de l'ondelette pour le traitement des FPV est de 4 GHz. . . . .	78

3.8	Variation du rapport des modules des coefficients de réflexion $R_{TT}^{ti/gy}/R_{TT}^{ti/air}$ en fonction de l'angle d'incidence pour 3 différentes valeurs de la vitesse des ondes transverses dans le glycérol. . . . .	80
4.1	Dispositif expérimental d'acoustique picoseconde asynchrone. Les lames demi-onde placées en amont des cubes séparateurs polarisants permettent de faire varier l'intensité distribuée dans les différents chemins optiques. . . . .	86
4.2	Principe de l'échantillonnage hétérodyne. A chaque nouvelle impulsion pompe, le retard pompe-sonde augmente de $\Delta T$ . Le signal mesuré est alors acquis sur une échelle de temps dite dilatée. . . . .	87
4.3	(a) Image acoustique d'un noyau de cellule d'après Dehoux <i>et al.</i> <sup>91</sup> L'image est prélevée pour un retard pompe sonde tel que chaque pixel représente l'intensité d'un écho acoustique réfléchi. (b) Ondes à la surface d'un échantillon de tungstène d'après Abbas <i>et al.</i> <sup>93</sup> Chaque pixel représente un décalage spatial entre la pompe et la sonde. On observe une onde de Rayleigh et une onde longitudinale rasante. . . . .	88
4.4	Déplacement du point de focalisation pompe sur la surface de l'échantillon. (a) Les lentilles du télescope L1 et L2 sont alignées, les faisceaux pompe et sonde sont superposés. (b) La translation de L2 d'une distance $\delta$ sépare le point de détection d'une distance $d$ par rapport au point de génération. Adapté d'après Higuët <i>et al.</i> <sup>10</sup> . . . . .	90
4.5	Illustration de la méthode BDD. Lorsqu'il y a déplacement de la surface de l'échantillon, la sonde est défocalisée (trait continu). Le trajet de la sonde lorsque la surface est au repos est présenté en pointillés. . . . .	91
4.6	Signature de la diffraction acoustique sur des signaux individuels. (a) Evolution temporelle de la réponse acoustique de l'échantillon en fonction du décalage pompe sonde. Chaque signal est normalisé par sa valeur maximale. (b) Signal acoustique à l'épicentre, les échos longitudinaux ( $2L, 4L$ ) et transverses ( $2T$ ) sont annotés. On observe la présence d'échos résultant de conversion de mode ( $LT$ et $TL$ ). . . . .	93
4.7	(a) Chronogramme des FPV expérimentaux synthétisés. (b) FPV synthétisé pour $\varphi_T = 42,6^\circ$ , en pointillé figure le module de la convolution avec une ondelette de fréquence centrale 2 GHz. (c) Un FPV synthétisé pour $\varphi_L = 0^\circ$ , en pointillé, le module de la convolution avec une ondelette de fréquence centrale 6 GHz. L'échelle verticale des figures (b) et (c) est relative aux FPV. . . . .	95

4.8	Comparaison entre les diagrammes de directivité transverses théoriques et expérimentaux pour une surface libre de titane pour une mesure en réflexion. Ondelette centrée à 2.5 GHz. Coordonnées cartésiennes (a) et polaires (b). . . . .	97
4.9	(a) Evolution du module des coefficients de réflexion $R_{LL}^{ti/gly}$ et $R_{LL}^{ti/air}$ . (b) Evolution du module des coefficients de réflexion $R_{TT}^{ti/gly}$ et $R_{TT}^{ti/air}$ . . . . .	98
4.10	Directivités pour des ondes transverses pour une configuration en réflexion, rappelée dans l'encart. Comparaison entre la directivité théorique (droite), et la directivité issue du traitement des FPV (gauche). La fréquence centrale de l'ondelette pour le traitement des FPV est de 2.5 GHz. . . . .	100
A.1	Réflexion d'une onde incidente longitudinale sur une surface libre. Les polarisations associées aux ondes de polarisation longitudinale transverse sont représentées.	109
A.2	Amplitude du déplacement normal à la surface libre normalisée par l'amplitude de l'onde incidente longitudinale, en fonction de l'angle d'incidence. . . . .	111
A.3	Réflexion d'une onde incidente transverse sur une surface libre. . . . .	112
A.4	Amplitude du déplacement normal à la surface libre normalisée par l'amplitude de l'onde incidente transverse. . . . .	113
B.1	Schéma de la géométrie étudiée, une couche mince de titane d'épaisseur $h$ séparant deux demi-espaces, dont l'un est transparent. La pompe est focalisée à l'interface titane/saphir, en $x_1 = -h/2$ . . . . .	115





# Liste des tableaux

1.1	Propriétés physiques du titane et du saphir à 1030 nm. . . . .	29
1.2	Angles critiques impliqués dans le rayonnement d'une source à l'interface titane/saphir vers l'intérieur du titane. . . . .	31



# Introduction générale

Les techniques d’ultrasons laser offrent la possibilité de sonder la matière afin de déterminer ses propriétés mécaniques. Les ondes acoustiques générées et détectées par laser transportent une information relative au milieu avec lequel elles interagissent. La célérité, l’amplitude, la phase ou encore l’atténuation d’une onde acoustique peuvent être reliées à différents paramètres mécaniques du matériau à sonder. L’augmentation de la fréquence caractéristique de ces ondes va de pair avec des longueurs d’ondes de plus en plus petites. L’apparition des lasers impulsions pour lesquels la durée des impulsions générées est inférieure à la picoseconde<sup>1</sup> a permis en 1984 à Maris<sup>2</sup> de générer pour la première fois des ondes dont la fréquence était de l’ordre de plusieurs dizaines de GHz, donnant ainsi naissance à l’acoustique picoseconde. Dès lors, l’analyse d’ondes acoustiques dont la fréquence est si élevée permet d’obtenir des propriétés mécaniques de la matière à l’échelle submicrométrique.

Non seulement la technique d’acoustique picoseconde permet d’accéder à des informations sur l’élasticité de la matière localement sur des distances très faibles, mais elle présente également un autre avantage lié à la génération d’ultrasons par source laser. Lorsque l’énergie déposée est inférieure à un certain seuil dépendant du matériau considéré, c’est une technique non-invasive qui permet de ne pas détériorer l’échantillon. La non détérioration de l’échantillon sondé fait de l’acoustique picoseconde un sonar nanométrique, qui trouve son application dans des domaines variés<sup>3</sup> comme l’évaluation non-destructive en microélectronique, l’étude des agencements cristallins sous forte pression<sup>4</sup> ou encore la biologie.<sup>5-8</sup>

Les différents types d’ondes considérés en acoustique picoseconde peuvent être porteurs d’informations mécaniques complémentaires sur le milieu considéré. Citons les ondes de surface<sup>9,10</sup> ou d’interface<sup>11</sup> pour l’analyse de la jonction de deux matériaux. Les ondes de volume, qu’elles soient de polarisation longitudinale ou transversale, peuvent offrir une information sur l’agencement de la matière elle-même, en donnant accès au module d’Young et au module de cisaillement. La plupart des expériences d’acoustique picoseconde ont jusqu’alors mis en jeu principalement des ondes de compression, celles-ci étant générées naturellement lors de l’absorption de l’énergie de l’impulsion laser par le transducteur. Le rapport entre l’épaisseur de l’échantillon et l’ex-

tension latérale de la source laser est souvent faible en acoustique picoseconde, si bien que les phénomènes sont alors modélisés comme des problèmes à une dimension, n'autorisant ainsi que la génération d'ondes de compression/dilatation. La génération et la détection d'ondes de cisaillement en acoustique picoseconde font l'objet d'investigations depuis le début des années 2000.<sup>12</sup> Deux moyens ont été utilisés pour générer des ondes transverses en acoustique picoseconde. D'une part, l'utilisation de transducteurs anisotropes dont les axes ne coïncident pas avec les axes de symétrie.<sup>13,14</sup> La perte de symétrie est alors à l'origine de la génération d'ondes transverses. L'autre possibilité pour générer des ondes de cisaillement est d'utiliser la génération de vecteurs d'onde oblique par rapport à la surface de l'échantillon. Pour cela plusieurs méthodes sont possibles. L'utilisation d'un réseau de sources<sup>15</sup> peut aider à la sélection d'une direction particulière pour les ondes générées, et donc d'un certain vecteur d'onde. De même, si l'on réduit fortement l'extension latérale de la source laser,<sup>16</sup> on permet ainsi la diffraction de la source à l'intérieur du film, et donc la génération de vecteurs d'onde obliques. La thématique de l'application de l'acoustique picoseconde au monde biologique a démarré en 2008,<sup>6</sup> les résultats sont jusqu'à ce jour issus principalement de l'analyse d'ondes acoustiques polarisées longitudinalement. Au delà d'une certaine fréquence, certains liquides visco-élastiques peuvent se comporter comme des solides élastiques, il en va de même pour les cellules biologiques.<sup>17</sup> A terme, imager une cellule biologique individuelle par ondes transverses pourrait apporter de nouvelles informations cruciales sur sa structure mécanique.

Dans ce contexte, le premier objectif est d'établir une méthode pour générer des ondes transverses dans des couches minces isotropes en acoustique picoseconde. Pour ce faire, nous utiliserons une source fortement focalisée afin de générer des vecteurs d'onde obliques dans notre transducteur. Celui-ci est constitué d'une couche de titane déposée sur un substrat de saphir. Cette configuration d'échantillon est proche de celles utilisées à l'université de Bordeaux pour l'imagerie biologique.<sup>5,7,8</sup> Une méthode de post traitement sera ensuite appliquée aux signaux détectés pour sélectionner les vecteurs d'ondes pour lesquels l'amplitude des ondes de cisaillement est la plus importante. Cette méthode dite de *synthèse de fronts plans virtuels*, est appliquée dans d'autres domaines comme la géophysique,<sup>18</sup> ou l'acoustique médicale. Le second objectif est d'utiliser les ondes de cisaillement générées en vue d'obtenir un moyen performant pour imager la matière à l'aide de ces ondes transverses. Pour ce faire, nous analyserons comment il est possible d'extraire de l'information à partir des ondes transverses générées. Notre manuscrit s'organise en quatre chapitres.

Le premier chapitre de la thèse est consacré à la présentation des outils utilisés pour la description de la génération d'ondes transverses en acoustique picoseconde. Nous ferons notamment

l'inventaire des moyens utilisés jusqu'à présent dans la littérature pour la génération d'ondes transverses en acoustique picoseconde. Nous distinguerons les cas des transducteurs isotropes et anisotropes. Enfin, la synthèse de fronts plans virtuels sera présentée.

Dans le chapitre 2, on utilisera les modèles théoriques établis dans le premier chapitre afin de déterminer quelle configuration expérimentale est la meilleure pour sonder les propriétés transverses d'un milieu dont on cherche les caractéristiques. Nous prendrons comme exemple ici le glycérol.

Le chapitre 3 présente les simulations semi analytiques utilisées dans cette thèse. Le calcul de champ acoustique généré par interaction optoacoustique à l'intérieur de l'échantillon est présenté. On obtient alors des signaux de déplacement dans l'échantillon auxquels la méthode de traitement présentée dans le chapitre 1 est appliquée. Nous simulerons notamment la mesure des propriétés transverses d'un liquide, le glycérol. Nous montrerons qu'il est possible de connaître la vitesse transverse de ce milieu par l'analyse du coefficient de réflexion à l'interface titane/glycérol.

Le dernier chapitre de la thèse présente la partie expérimentale de ce travail. Nous présenterons le dispositif utilisé. Nous détaillerons les choix expérimentaux effectués pour satisfaire les exigences imposées par la génération d'ondes transverses par diffraction. La même démarche qu'au chapitre 3 sera appliquée pour le traitement des signaux expérimentaux mesurés. La fin de ce chapitre présente la mise en oeuvre de la synthèse de fronts plans virtuels pour des signaux expérimentaux. Après avoir validé cette méthode, nous l'utiliserons pour sonder la vitesse transverse dans un liquide. Nous mesurerons la célérité transverse du glycérol, considéré biomimétique.



# Chapitre 1

## Génération d'ondes transverses GHz en acoustique picoseconde

L'acoustique picoseconde est une technique pompe-sonde résolue en temps.<sup>2</sup> Des impulsions laser très courtes ( $<1$  ps) sont utilisées pour générer et détecter des ondes élastiques à des fréquences supérieures au GHz à l'intérieur de transducteurs d'épaisseurs nanométriques et micrométriques. On appelle *pompe* l'impulsion laser à l'origine de la génération des ondes élastiques dans le milieu considéré. On appelle *sonde* l'impulsion laser utilisée pour détecter les ondes acoustiques générées par la pompe.

Lorsqu'une couche mince métallique absorbe une impulsion lumineuse de très courte durée, il se produit localement une élévation de température. Ce réchauffement engendre la dilatation et la déformation de la matière. Les ondes de volume générées résultent de la propagation de cette déformation à l'intérieur de la couche mince. Si le transducteur est isotrope et d'épaisseur inférieure à la dimension latérale de la tache focale, comme dans la plupart des expériences d'acoustique picoseconde, les ondes de volume générées sont principalement de polarisation longitudinale.

Nous allons ici aborder de manière générale l'interaction optoacoustique dans un milieu opaque isotrope en acoustique picoseconde. Un premier modèle simplifié de l'interaction optoacoustique sera présenté. Nous nous attacherons ensuite spécifiquement à la génération d'ondes de cisaillement à travers un rappel bibliographique des travaux effectués sur ce sujet. Les cas des transducteurs anisotropes et isotropes seront évoqués. On discutera plus particulièrement les conditions de génération d'une onde transverse dans un transducteur isotrope. Ensuite, les outils propices à l'interprétation des déplacements engendrés par les ondes de cisaillement dans un transducteur isotrope seront développés. On rappellera l'expression des fonctions de directivité transverse et longitudinale d'une source surfacique rayonnant au sein d'un demi-espace



isotrope. Nous établirons également les fonctions de directivité pour une source située à l'interface entre deux matériaux isotropes, dont l'un est transparent. L'influence de la pénétration optique ainsi que celle de l'extension latérale de la source seront ensuite présentées. Enfin, on abordera l'outil de post traitement utilisé dans ce travail pour l'analyse des ondes se propageant dans un matériau isotrope, la synthèse de fronts plans virtuels.

## 1.1 Génération d'ondes acoustiques dans une couche mince opaque, modèle simplifié

Nous mettons en équation ici l'interaction entre l'impulsion pompe et l'échantillon considéré. Au niveau macroscopique c'est le couplage photothermique qui donne naissance à la contrainte initiale puis à l'onde élastique générée dans l'échantillon.

La géométrie du problème est illustrée sur la figure (1.1). Le laser pompe est focalisé à la surface de l'échantillon, définie par  $x_1 = 0$ . La tache focale est centrée sur le point  $O$ , origine du repère  $(O, \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \mathbf{x}_3)$ . La normale à la surface de l'échantillon est portée par la droite de vecteur directeur  $\mathbf{x}_1$ . La source est considérée ici d'extension infinie selon  $\mathbf{x}_3$ , le problème est donc invariant selon  $\mathbf{x}_3$ , et  $\partial/\partial x_3 = 0$ .

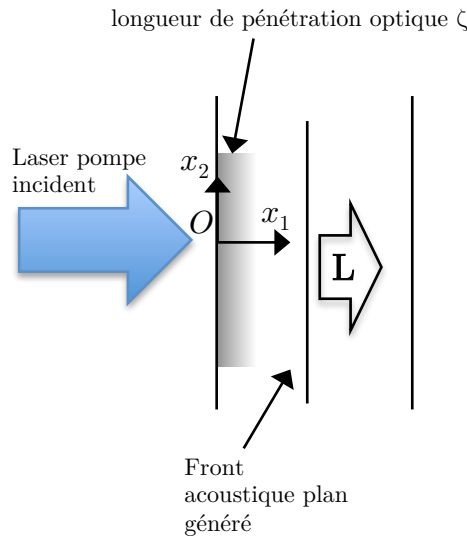


Fig. 1.1 – Géométrie du problème.

La description analytique de l'interaction photothermique qui est présentée ici a été proposée par Thomsen *et al.*<sup>19</sup> en 1986. Lorsqu'une impulsion pompe d'énergie  $Q$  illumine une surface  $A$ , centrée en  $O$ , d'une couche mince métallique dans laquelle la longueur de pénétration optique

est  $\zeta$ , alors l'énergie par unité de volume à la profondeur  $x_1$  est donnée par :

$$W(x_1, t) = (1 - R)f(t) \frac{Q}{A\zeta} e^{-\frac{x_1}{\zeta}} \quad (1.1)$$

où  $R$  est la réflectivité optique de la surface de l'échantillon et  $f(t)$  représente la distribution temporelle de l'intensité de l'impulsion laser. On considèrera ici que les impulsions ont des durées infiniment courtes permettant d'assimiler leur dépendance temporelle à l'impulsion de Dirac  $\delta(t)$ . Suite à l'irradiation de l'échantillon par l'impulsion laser, la température de la zone illuminée augmente. Différents modèles peuvent être utilisés pour représenter cette augmentation de température au sein du transducteur. Dans le cadre d'un modèle simplifié, l'élévation de température est décrite par l'équation de la chaleur dans laquelle la diffusion thermique sera négligée :

$$\rho C_p \frac{\partial T(x_1, t)}{\partial t} = W(x_1, t). \quad (1.2)$$

En utilisant l'équation (1.1), la résolution de (1.2) mène à l'expression de l'élévation de la température  $T(x_1, t)$  dans la profondeur de pénétration optique  $\zeta$  :

$$T(x_1, t) = (1 - R) \frac{Q}{\rho C_p A \zeta} e^{-\frac{x_1}{\zeta}} H(t) \quad (1.3)$$

avec  $H(t)$  la fonction échelon de Heaviside. Cette élévation de la température est à l'origine d'une contrainte thermique, pour  $t > 0$ , donnée par la relation :

$$\sigma_{th}(x_1, t) = -C\alpha T(x_1, t) \quad (1.4)$$

où  $\alpha$  est le coefficient linéaire de dilatation thermique et  $C$  est le module d'élasticité du matériau. Celui-ci est lié à la vitesse  $v$  de propagation des ondes longitudinales dans le matériau par  $C = \rho v^2$  où  $\rho$  est la masse volumique. La contrainte liée à la déformation  $\eta(x_1, t) = \partial u(x_1, t) / \partial x_1$ , où  $u(x_1, t)$  est le déplacement, est donnée par la loi de Hooke :

$$\sigma_{meca}(x_1, t) = C\eta(x_1, t). \quad (1.5)$$

Le champ de contraintes dans le matériau est la somme de ces deux termes d'origine mécanique et thermique :

$$\sigma_{total}(x_1, t) = C\eta(x_1, t) - C\alpha T(x_1, t). \quad (1.6)$$

Afin, de remonter au champ de déplacement, on utilise le principe fondamental de la dynamique qui relie contraintes et déplacements :

$$\rho \frac{\partial^2 u(x_1, t)}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{total}(x_1, t)}{\partial x_1}. \quad (1.7)$$

Ainsi, en utilisant l'expression du champ de contraintes (1.6) on obtient :

$$\frac{\partial^2 u(x_1, t)}{\partial x_1^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 u(x_1, t)}{\partial t^2} = \alpha \frac{\partial T(x_1)}{\partial x_1}. \quad (1.8)$$

Le champ de déplacement  $u(x_1, t)$  peut ensuite être obtenu en fixant les conditions limites mécaniques aux interfaces. Le contenu spectral des échos est limité par le rapport  $v/\zeta$  entre la vitesse de propagation des ondes générées et la profondeur de pénétration optique. La célérité des ondes longitudinales dans les métaux est de quelques milliers de m/s, la profondeur de pénétration optique est elle de l'ordre de la dizaine de nanomètres. Le contenu spectral des impulsions acoustiques générées au sein du matériau a donc une limite maximale de quelques centaines de GHz, ce qui correspond à des longueurs d'ondes nettement submicroniques.

Ce modèle simple explicite les interactions optoacoustiques mises en jeu lors de la génération d'ondes à l'intérieur d'un transducteur métallique, de l'irradiation de l'échantillon par la pompe jusqu'à l'établissement du champ de déformations qui en résulte. On a négligé ici les phénomènes de diffusion thermique et de diffusion électronique. Dans ce modèle unidimensionnel, l'extension latérale de la source est considérée grande devant l'épaisseur de l'échantillon. Le front d'onde généré est plan, homogène et parallèle à la surface de l'échantillon (fig. 1.1), seules les ondes de compression/dilatation sont générées.

## 1.2 Etat de l'art sur la génération d'ondes transverses GHz

Dans la plupart des expériences d'acoustique picoseconde, on peut considérer que l'extension latérale de la source est infinie devant l'épaisseur de l'échantillon. Dans des transducteurs isotropes, ceci a pour conséquence de générer uniquement des ondes planes polarisées longitudinalement et dont le vecteur d'onde est normal à l'interface du transducteur (fig. 1.1). C'est dans ce cas le formalisme 1D, qui vient d'être présenté, qui est utilisé pour modéliser les phénomènes physiques. La diffraction de la source acoustique n'est alors pas envisagée.

Dans ces conditions, il apparaît alors impossible de générer des ondes de cisaillement dans des échantillons d'épaisseur submicrométrique. La génération d'ondes transverses en acoustique picoseconde a fait l'objet de plusieurs axes de recherche lors des vingt dernières années. Les

deux éléments impliqués lors de la génération optoacoustique sont la source, c'est à dire la manière dont la dilatation thermique est imposée optiquement, et le matériau porteur de la déformation élastique. C'est sur l'un de ces deux éléments qu'il faut agir pour contrôler le champ de contraintes généré. L'utilisation de sources ayant des caractéristiques particulières est une première méthode pour envisager la génération d'ondes transverses. L'objectif est d'étendre le spectre spatial induit par la source et de générer des vecteurs d'ondes obliques par rapport à la normale  $x_1$  à la surface. L'autre possibilité consiste en l'utilisation d'un milieu transducteur aux propriétés élastiques spécifiques, il est ainsi possible de s'affranchir des considérations sur la source acoustique.

L'inventaire bibliographique sur la génération d'ondes transverses en acoustique picoseconde que nous allons présenter sera scindé en deux parties, qui illustrent les deux approches précédemment citées. Nous verrons d'une part la génération d'ondes de cisaillement au sein de matériaux anisotropes, c'est ici la nature même du milieu transducteur qui est à l'origine de la génération d'ondes transverses. D'autre part nous allons discuter les travaux ayant pour objet la génération d'ondes transverses au sein de matériaux isotropes, dans lesquels ce sont les spécificités de la source qui donnent naissance aux ondes de cisaillement.

### 1.2.1 Dans des matériaux anisotropes

La contrainte générée issue du réchauffement thermique évoquée dans le paragraphe (1.1), est à l'origine du champ de déformation dans le transducteur. Lorsque le transducteur est considéré mince devant la largeur de la source, alors la génération d'ondes transverses dans la direction normale à l'échantillon, selon la direction  $x_1$ , est impossible. Qu'il soit de nature isotrope, ou anisotrope et coupé dans l'un de ses plans de symétrie cristallographique, le champ de déformations généré à l'intérieur du transducteur issu de l'interaction laser-matière sera symétrique par rapport à un axe parallèle à  $x_1$  et passant par le point  $O$ , en considérant la géométrie représentée figure (1.1). C'est la volonté de s'affranchir de cette symétrie de la structure du transducteur qui a motivé l'utilisation d'échantillons anisotropes désorientés. La génération de modes quasi transverses ou transverses par génération thermoélastique ou par réflexion à une interface entre deux matériaux dont l'un est anisotrope désorienté repose sur la brisure de la symétrie de la structure cristallographique de l'échantillon.

La première trace d'un écho transverse en acoustique picoseconde apparaît en 2000, dans le travail d'Hurley *et al.*<sup>20</sup> Le dispositif expérimental est constitué d'une couche mince isotrope déposée sur un substrat anisotrope. Une onde de polarisation longitudinale est d'abord générée par effet thermoélastique dans le film isotrope, la source étant focalisée à la surface libre de celui-ci.

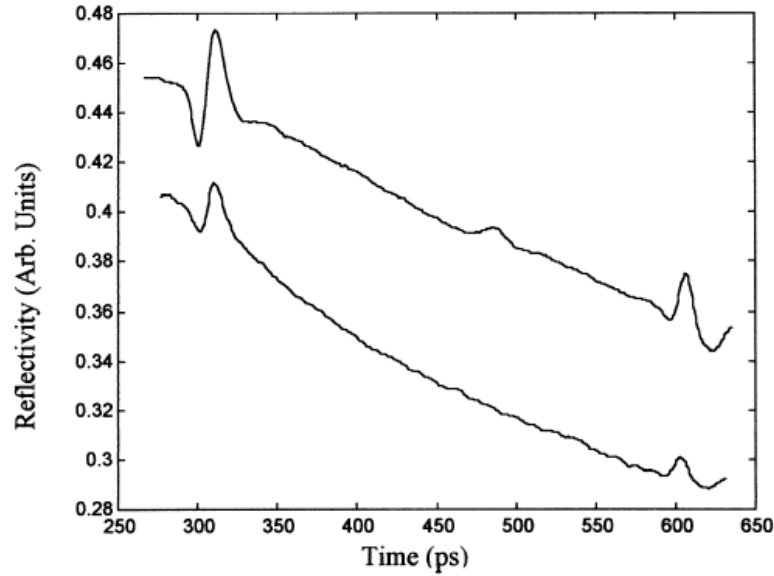


Fig. 1.2 – Reproduction issue de l'article de Hurley *et al.*<sup>20</sup> Représentation du changement de réflectivité en fonction du retard pompe/sonde pour un film d'aluminium déposé sur un substrat de zinc orienté obliquement (haut), on distingue un écho transverse pour  $t \approx 480$  ps. Changement de réflectivité pour le même film d'aluminium sur un substrat de silicium (bas).

Lorsque les axes cristallographiques du milieu constitutif du substrat anisotrope diffèrent des axes de l'échantillon, il y a couplage de modes. L'onde longitudinale incidente depuis le transducteur engendre des ondes transverses et longitudinales dans le substrat lors de la transmission avec ou sans conversion de mode. Deux autres échos, un transverse et un longitudinal, sont générés dans le transducteur lors de la réflexion avec et sans conversion de mode de l'onde longitudinale incidente. L'écho transverse réfléchi est visible sur la courbe du haut de la figure (1.2) qui montre le changement de réflectivité à la surface libre du transducteur. Le même type de dispositif expérimental composé d'un substrat anisotrope et d'une couche fine isotrope a également été utilisé par Bienville et Perrin.<sup>21</sup> Deux configurations expérimentales sont présentées, l'une en transmission et l'autre en réflexion. L'expérience en réflexion est équivalente à celle d'Hurley *et al.*,<sup>20</sup> la pompe et la sonde sont toutes deux focalisées à la surface libre de la couche mince. En transmission le laser pompe est focalisé à l'interface entre le substrat transparent et le transducteur. Une onde acoustique longitudinale est alors créée et se propage dans la couche isotrope vers l'interface. Une partie de cette onde longitudinale est convertie en onde quasi-transverse par conversion de mode à l'interface. Les ondes quasi-longitudinale et quasi-transverse générées sont alors détectées par interaction Brillouin à l'intérieur du substrat anisotrope. Le couplage entre les modes générés dépend de la qualité de l'interface, et donc du processus de polissage lors de la fabrication de l'échantillon. Celui-ci peut endommager la structure cristalline du substrat anisotrope sur une petite épaisseur au niveau de l'interface. Selon les auteurs, la configuration en

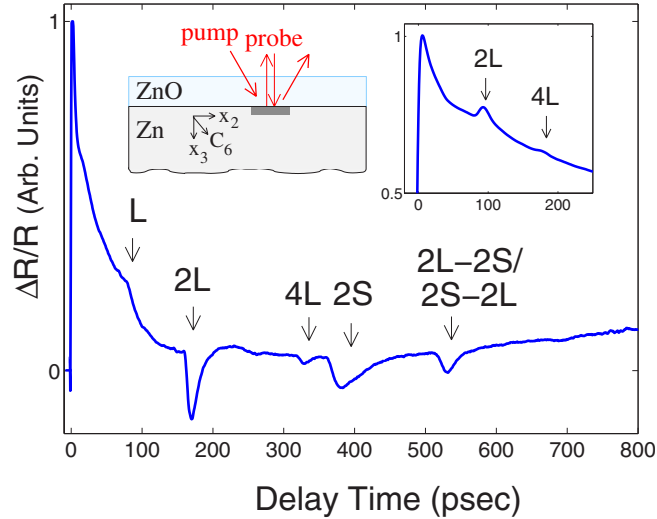


Fig. 1.3 – Reproduction issue de l'article de T. Pézeril et al.<sup>13</sup> Génération d'échos transverses (*S*) à l'interface entre un milieu transparent et un cristal anisotrope désorienté.

transmission permettrait d'obtenir un écho transverse au contenu spectral plus riche que celui obtenu dans la configuration en réflexion. L'argument avancé est que la conversion de mode en transmission serait plus efficace que celle en réflexion car moins sensible aux éventuels défauts liés au polissage du substrat.

Par la suite, les ondes transverses ont pu être directement générées dans un transducteur opaque anisotrope déposé sur un film transparent.<sup>14</sup> La génération directe d'ondes transverses est en effet possible dans des films anisotropes dont le plan de la surface ne coïncide pas avec celui des axes cristallographiques. La forme particulière du tenseur des contraintes engendrées, et en particulier la présence de termes non diagonaux, permet alors la propagation d'ondes dont la polarisation n'est pas exclusivement longitudinale. Un modèle théorique de génération dans ces cristaux anisotropes désorientés, ainsi que des résultats expérimentaux (fig. 1.3), figurent dans la thèse de Pezeril.<sup>22</sup> Un travail analytique et numérique évalue la potentialité de la génération thermoélastique d'ondes transverses à partir de cristaux désorientés. Une discussion y figure sur l'effet de l'anisotropie sur la génération d'ondes transverses d'un point de vue photothermique et thermoélastique.

En 2014, Lejman *et al.*<sup>23</sup> ont utilisé des matériaux ferroélectriques, pour générer des ondes transverses. C'est encore une particularité de la symétrie cristalline du transducteur qui est utilisée ici, les ferroélectriques étant des matériaux non centrosymétriques.<sup>24</sup> L'objectif est d'augmenter significativement l'amplitude du mode transverse généré par rapport à celle du mode longitudinal.

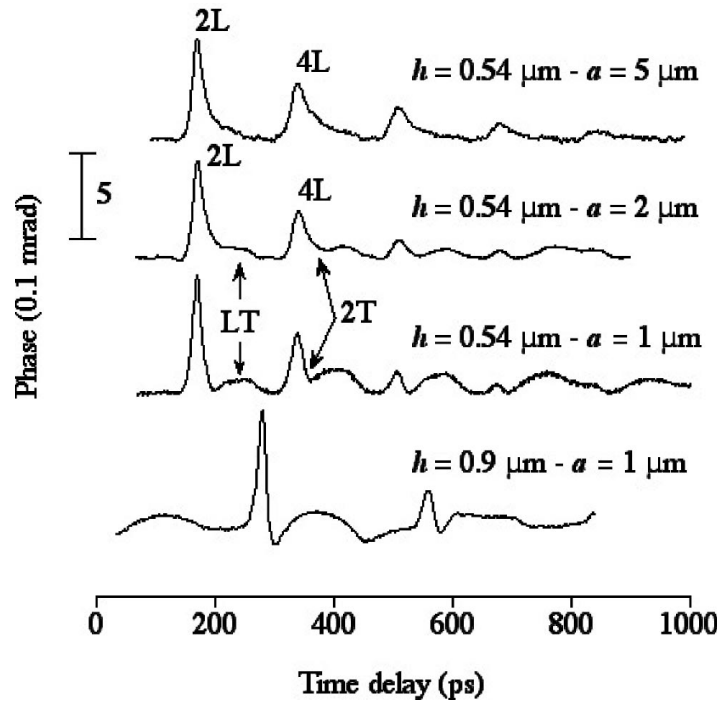


Fig. 1.4 – Reproduction issue de l'article de Rossignol et al.<sup>16</sup> Diffraction dans un film d'aluminium d'épaisseur  $0.54 \mu\text{m}$  : on observe avec la diminution de la taille du spot laser a des contributions transverses générées par diffraction.

L'ensemble de ces travaux repose sur l'utilisation de matériaux anisotropes désorientés en vue de la génération d'ondes de cisaillement. Quelque soit l'origine du mode transverse généré, par génération directe ou par conversion de mode, c'est ici de la brisure de symétrie que naît le cisaillement. La génération d'ondes transverses au sein de matériaux isotropes a elle aussi fait l'objet de travaux théoriques et expérimentaux, nous les présentons à présent.

### 1.2.2 Dans des matériaux isotropes

Même si elle semble de prime abord difficilement réalisable en acoustique picoseconde dans des échantillons symétriques d'un point de vue élastique, qu'ils soient isotropes ou anisotropes et dont les axes de l'échantillon coïncident avec les axes de symétrie du cristal, la génération d'ondes transverses reste néanmoins possible. Il est nécessaire de changer les caractéristiques spatiales usuelles de génération par la pompe afin de contourner la difficulté de génération due à l'isotropie du milieu transducteur. L'apport majeur de ces méthodes sur celles précédemment introduites est l'absence de contraintes drastiques sur la nature de l'échantillon. Les deux techniques présentées ici sont la transposition de méthodes déjà utilisées à plus basses fréquences. Ces deux méthodes

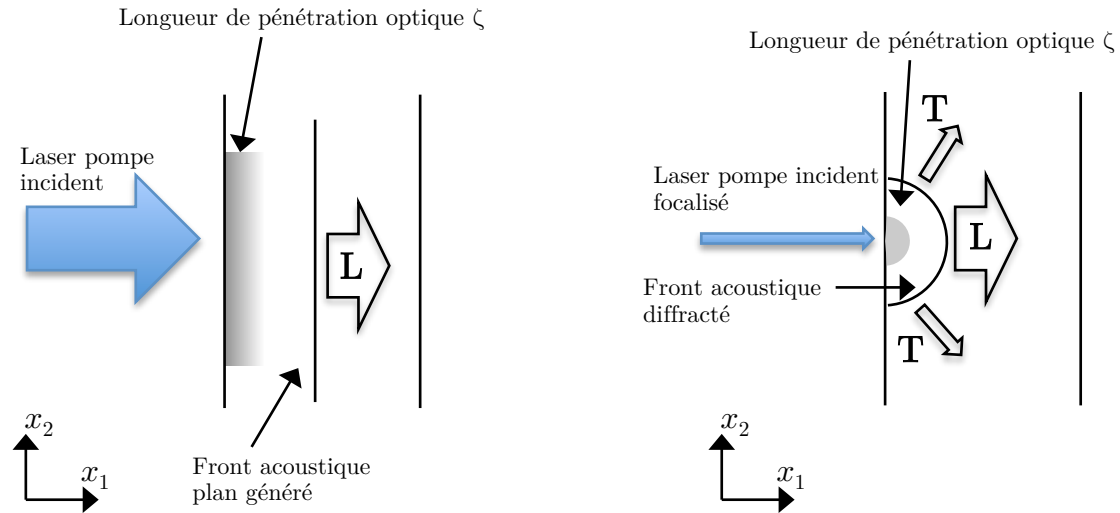


Fig. 1.5 – Illustration du principe de génération d'ondes transverses par diffraction : plus la source est focalisée, plus le spectre spatial généré est large permettant ainsi la génération d'ondes de cisaillement.

reposent sur la même idée, à savoir l'élargissement du spectre spatial généré par la source et son interaction avec une interface pour la génération de vecteurs d'ondes transverses.

En 2009, Gusev<sup>15</sup> propose de générer des ondes transverses inhomogènes par réseau photoinduit<sup>25</sup> à la surface d'un matériau absorbant. La génération thermoélastique se fait par échauffement spatialement périodique de l'échantillon. Ceci a pour effet de générer dans le volume de l'échantillon des ondes longitudinales inhomogènes dont le vecteur d'onde est incident obliquement sur la surface. Ces ondes obliques longitudinales peuvent être converties en ondes transverses par conversion de mode à la surface. Les ondes de cisaillement ainsi générées sont inhomogènes. Ce modèle a été proposé pour diverses configurations de génération, notamment pour un demi-espace simple<sup>26</sup> et à l'interface entre deux couches isotropes dont une est transparente et l'autre opaque.<sup>27</sup> Ces travaux n'ont pour le moment pas pu être confirmés expérimentalement.

Une autre alternative pour la génération de vecteurs d'ondes obliques a été proposée en 2006 à l'université de Bordeaux. Lorsque la source est focalisée au maximum, la signature de la diffraction apparaît alors sur les signaux enregistrés. Cette réduction de la taille de la pompe permet d'élargir le spectre spatial généré à l'intérieur du transducteur. La génération d'ondes transverses est alors possible. Cette génération d'ondes sera appelée dans la suite de ce manuscrit, génération *par diffraction* (voir fig. 1.5 et fig. 1.4). La génération d'ondes transverses en acoustique picoseconde par diffraction a été mise en évidence expérimentalement.<sup>16</sup> L'interaction photoacoustique mise en jeu lors de la détection de ces champs acoustiques diffractés a également été décrite de manière semi-analytique.<sup>28</sup>



L'utilisation dans ce travail de la génération par diffraction nous invite à prêter attention à la répartition spatiale des ondes générées à l'intérieur du transducteur. Nous allons maintenant établir les relations exprimant le rayonnement de sources à l'intérieur de milieux transducteurs.

### 1.3 Répartition spatiale de l'amplitude des ondes générées

Les fonctions de directivité permettent l'évaluation de la répartition spatiale de l'amplitude du déplacement en fonction de la direction de propagation pour une onde de polarisation donnée. Cette quantification spatiale du déplacement permet d'évaluer les zones d'intérêt, là où les déplacements sont les plus importants pour un type de source donné. Nous allons maintenant faire un rappel de la littérature abordant les fonctions de directivité. Cette introduction bibliographique ne se veut pas exhaustive, mais limitée aux travaux en lien avec la suite du travail présenté dans ce manuscrit.

Les premiers diagrammes de directivité apparaissent dans la littérature en 1954, date à laquelle Miller et Pursey<sup>29</sup> proposent l'étude du rayonnement de quatre différentes sources surfaciques dans un milieu solide isotrope semi infini. Afin de mieux modéliser la source laser et son interaction avec le milieu considéré, d'autres paramètres furent ensuite pris en compte tels que la diffusion thermique et la pénétration optique.<sup>30,31</sup> Plus tard, Perton dans sa thèse<sup>32</sup> prit en compte l'effet de la pénétration optique lors de la génération d'ondes au sein de milieux anisotropes. L'ensemble de ces travaux considère que le dépôt d'énergie provient d'un laser en incidence normale sur la surface de l'échantillon. L'étude théorique et expérimentale de l'influence de l'obliquité du faisceau laser incident sur un échantillon isotrope semi transparent a été entreprise par Raetz.<sup>33</sup> Cette incidence oblique engendre une perte de symétrie dans les diagrammes de directivité, que ce soit pour les ondes de polarisation longitudinale ou transversale. Ces travaux rendent compte de la directivité d'une source unique. L'étude de la directivité d'un réseau de sources photo-acoustiques a été discutée par Noroy<sup>34</sup> ainsi que dans la thèse de Reverdy.<sup>35</sup> Enfin, la génération d'ondes à l'interface entre deux milieux isotropes dont l'un est transparent a été également considérée.<sup>36,37</sup>

Au-delà de la directivité des ondes émises dans un matériau postérieurement à l'interaction optoacoustique, la prédiction de la répartition spatiale des ondes générées par une source a été l'objet de travaux dans divers domaines de l'acoustique, et plus généralement de la physique. Notamment en géophysique, dans le cadre de l'étude du rayonnement d'une source sismique enfouie proche de la surface de la Terre.<sup>38</sup>

Nous rappellerons le calcul des fonctions de directivité à l'aide du théorème de réciprocité<sup>39</sup> pour une source surfacique linéique sans largeur, colinéaire à l'axe  $\boldsymbol{x}_3$ , à la surface d'un demi-

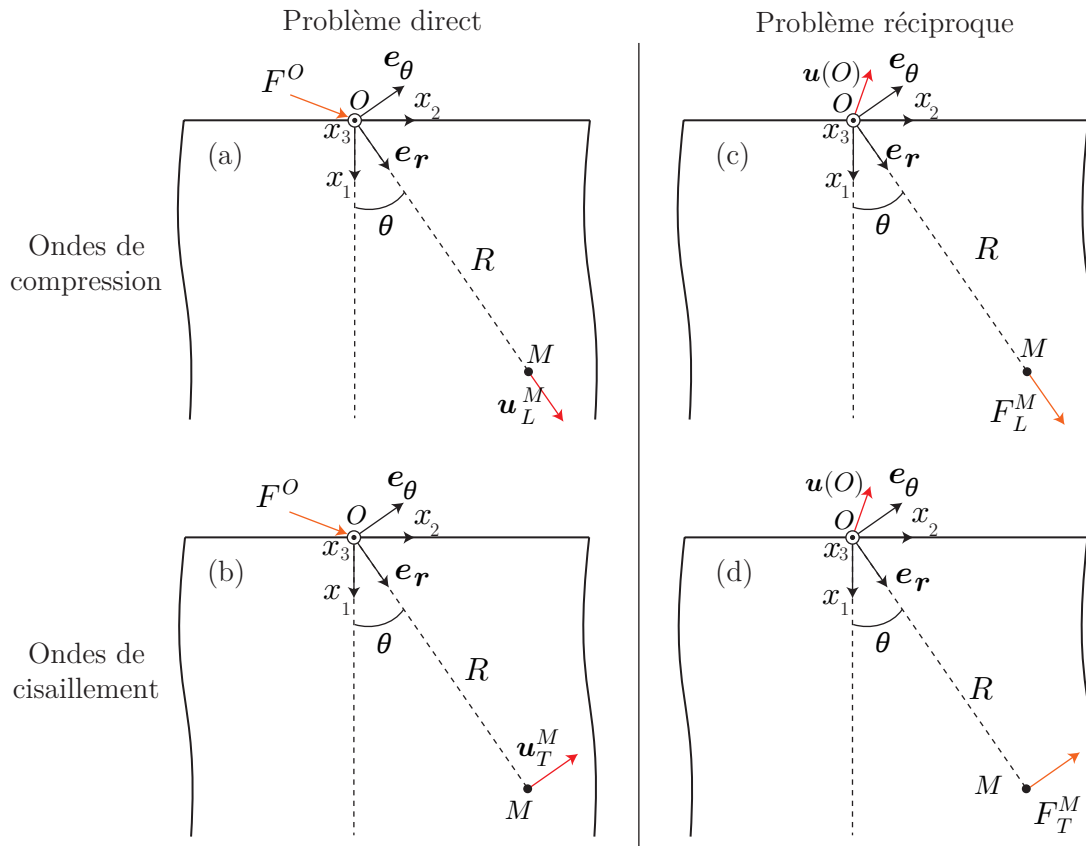


Fig. 1.6 – Problèmes directs et réciproques pour le calcul des diagrammes de directivité des ondes de compression et de cisaillement.

espace élastique isotrope. La source est dite surfacique car la distance de pénétration optique du laser à l'intérieur du matériau est d'abord considérée nulle. Nous pouvons ici rappeler d'une part que lorsque le diamètre de la source est considéré nul, alors les directivités pour une génération linéique et circulaire sont égales,<sup>40</sup> et d'autre part que pour une source surfacique de dimension négligeable devant la longueur d'onde les diagrammes de directivité sont indépendants de la fréquence. L'expression des fonctions de directivité pour deux modèles de génération communément utilisés en ultrasons laser seront rappelés, la génération en régime d'ablation et en régime thermoélastique. L'intérêt que nous porterons aux fonctions de directivité relatives au régime d'ablation peut surprendre alors que le processus de génération décrit au paragraphe (1.1) est purement thermoélastique. Cependant l'analyse de ces fonctions menée dans cette partie de la thèse s'avérera utile ultérieurement pour des analogies décrites dans la deuxième partie.

Pour modéliser au mieux la configuration expérimentale qui sera discutée dans le chapitre 2, on considérera ensuite le rayonnement d'une source à l'interface entre deux matériaux isotropes, dont l'un est transparent. Enfin, la prise en compte de l'influence de la pénétration optique et de la largeur de la focalisation laser sur l'interface sera discutée.

### 1.3.1 Calcul des diagrammes de directivité pour une source surfacique rayonnant dans un demi-espace isotrope

Afin d'illustrer le principe du calcul des fonctions de directivité à l'aide du théorème de réciprocité, nous allons considérer dans un premier temps une source surfacique linéique de largeur nulle rayonnant à l'intérieur d'un demi-espace isotrope.

#### 1.3.1.1 Théorème de réciprocité

Si on considère une source acoustique rayonnant vers l'intérieur d'un demi-espace élastique, la répartition angulaire de l'amplitude des déplacements liés au passage des ondes à l'intérieur du demi-espace constitue la fonction de directivité de cette source. Ces diagrammes de directivité sont établis en champ lointain, lorsque la distance entre la source et le point d'observation est grande devant la longueur d'onde acoustique. Les fonctions de directivité sont calculées en utilisant le théorème de réciprocité, qui relie un problème direct à un problème réciproque par une égalité scalaire. Un premier problème direct est illustré sur la figure (1.6) : on recherche le déplacement  $\mathbf{u}(M)$  en un point  $M$  d'un demi espace, lorsqu'est appliquée une force  $\mathbf{F}$  au point  $O$  situé à l'interface entre l'air et ce demi-espace. Les amplitudes  $u_L^M$  et  $u_T^M$  sont les projections du vecteur déplacement  $\mathbf{u}(M)$  selon  $\mathbf{e}_r$  et  $\mathbf{e}_\theta$ . Le problème réciproque associé est maintenant recherché. Considérons un espace élastique, si une force  $\mathbf{F}^O$  appliquée au point  $O$  produit au point  $M$  un déplacement  $\mathbf{u}(M)$  d'une part, et si une force  $\mathbf{F}^M$  appliquée au point  $M$  produit un déplacement  $\mathbf{u}(O)$  au point  $O$ , alors le théorème de réciprocité permet d'écrire

$$\mathbf{F}^O \cdot \mathbf{u}(O) = \mathbf{F}^M \cdot \mathbf{u}(M) , \quad (1.9)$$

exprimant ainsi l'égalité scalaire entre le travail fourni par  $\mathbf{F}^O$  dans le déplacement  $\mathbf{u}(O)$  et le travail fourni par la force  $\mathbf{F}^M$  dans le déplacement  $\mathbf{u}(M)$ . Si la force  $\mathbf{F}^O$  et le déplacement  $\mathbf{u}(M)$  sont considérés dans le problème direct, alors le déplacement  $\mathbf{u}(O)$  et la force  $\mathbf{F}^M$  peuvent être considérés dans un problème qui sera appelé réciproque.

La résolution du problème réciproque associé au problème direct énoncé précédemment consiste alors à exprimer au point  $O$  le déplacement  $\mathbf{u}(O)$  à la surface libre engendré par une force  $\mathbf{F}^M$ , de même norme que  $\mathbf{F}^O$ , appliquée au point  $M$  à l'intérieur du demi espace. On considère deux problèmes réciproques distincts correspondant au calcul des diagrammes de directivité pour des ondes longitudinales et transversales (fig. 1.6).

- Si le problème direct (fig. 1.6(a)) est la recherche du vecteur déplacement  $\mathbf{u}_L^M = [u(M) \cdot \mathbf{e}_r] \mathbf{e}_r$  généré au point  $M$ , qui correspond au déplacement engendré par le passage d'une

onde longitudinale au point  $M$ , alors le problème réciproque considéré (fig. 1.6(c)) sera une force  $\mathbf{F}_L^M$  dans la direction  $\mathbf{e}_r$  de même norme que  $\mathbf{F}^O$  et qui d'après l'équation (1.9) générera un déplacement  $\mathbf{u}(O)$  au point  $O$  dont l'amplitude selon la direction de  $\mathbf{F}^O$  sera exactement l'amplitude recherchée  $u_L^M$ . En notant  $F$  la norme de la force  $\mathbf{F}_L^M$ , l'amplitude du déplacement longitudinal recherché s'écrit alors :

$$u_L^M = \frac{\mathbf{u}(O) \cdot \mathbf{F}^O}{F}. \quad (1.10)$$

- Si le problème direct (fig. 1.6(b)) est la recherche du vecteur déplacement  $\mathbf{u}_T^M = [u(M) \cdot \mathbf{e}_\theta] \mathbf{e}_\theta$  généré au point  $M$ , qui correspond au déplacement engendré par le passage d'une onde transverse au point  $M$ , alors le problème réciproque (fig. 1.6(d)) considéré sera une force  $\mathbf{F}_T^M$  dans la direction  $\mathbf{e}_\theta$  de même norme que  $\mathbf{F}^O$  et qui d'après l'équation (1.9) générera un déplacement  $\mathbf{u}(O)$  au point  $O$  dont l'amplitude selon la direction de  $\mathbf{F}^O$  sera exactement l'amplitude recherchée  $u_T^M$ . En notant  $F$  la norme de la force  $\mathbf{F}_T^M$ , l'amplitude du déplacement transverse recherché s'écrit alors :

$$u_T^M = \frac{\mathbf{u}(O) \cdot \mathbf{F}^O}{F}. \quad (1.11)$$

L'établissement des fonctions de directivité nécessite ainsi de calculer le déplacement  $\mathbf{u}(O)$  dans le problème réciproque pour obtenir après application du théorème de réciprocité, l'amplitude recherchée.

### 1.3.1.2 Fonction de directivité $f_L$ pour des ondes de polarisation longitudinale

Nous allons maintenant présenter les étapes de la résolution du problème réciproque pour l'établissement du diagramme de directivité des ondes longitudinales pour une force excitatrice d'orientation quelconque, située au point  $O$  de la surface. La force à considérer au point  $M$  dans le problème réciproque associé est une force harmonique de pulsation  $\omega$ , telle que  $\mathbf{F}_L^M = F e^{j\omega t} \mathbf{e}_r$  où  $j^2 = -1$  et  $t$  représente le temps. La présence de la surface libre au point  $O$  implique que le déplacement  $\mathbf{u}(O)$  généré par la force  $\mathbf{F}_L^M$  en ce point est la somme de plusieurs contributions, trois exactement. La première est celle engendrée par une onde incidente en direction de l'interface, directement générée par la force  $\mathbf{F}_L^M$ , le vecteur de ce déplacement incident est noté  $\mathbf{u}_{L_i}$ . L'onde incidente peut interagir avec la surface libre et être réfléchiée en deux ondes, qui sont les deux autres contributions au déplacement  $\mathbf{u}(O)$ . L'une d'entre elles est de même polarisation que l'onde incidente, notée  $\mathbf{u}_{L_r}$ , l'autre subit une conversion de mode lors de sa réflexion à la surface libre, son déplacement est associé au vecteur  $\mathbf{u}_{T_r}$ . Ainsi le vecteur déplacement au point

$O$  est la somme de ces trois contributions, il s'écrit :

$$\mathbf{u}_L(O) = \mathbf{u}_{L_i}(O) + \mathbf{u}_{L_r}(O) + \mathbf{u}_{T_r}(O) . \quad (1.12)$$

En prenant le point  $O$  comme origine des phases, on rappelle l'expression des déplacements  $\mathbf{u}_{L_i}$ ,  $\mathbf{u}_{L_r}$  et  $\mathbf{u}_{T_r}$  en un point  $P$  quelconque du demi-espace :

$$\mathbf{u}_{L_i}(P) = U_{L_i} e^{j(\omega t - \mathbf{k}_{L_i} \cdot \mathbf{OP})} \mathbf{n}_{L_r} , \quad (1.13a)$$

$$\mathbf{u}_{L_r}(P) = U_{L_r} e^{j(\omega t - \mathbf{k}_{L_r} \cdot \mathbf{OP})} \mathbf{n}_{L_r} , \quad (1.13b)$$

$$\mathbf{u}_{T_r}(P) = U_{T_r} e^{j(\omega t - \mathbf{k}_{T_r} \cdot \mathbf{OP})} \mathbf{n}_{T_r} , \quad (1.13c)$$

où l'onde incidente et les ondes réfléchies avec et sans conversion de mode ont pour vecteur d'onde  $\mathbf{k}_m$  avec  $m = \{L_i, T_r, L_r\}$ . Les vecteurs de polarisation unitaires de ces ondes sont notés  $\mathbf{n}_m$ . L'amplitude de l'onde incidente est notée  $U_{L_i}$ , celles des ondes réfléchies avec et sans conversion de mode  $U_{T_r}$  et  $U_{L_r}$ . Les coefficients de réflexion relient les amplitudes des ondes incidente et réfléchies, ils sont définis par :

$$R_{LL} = U_{L_r}/U_{L_i} , \quad (1.14a)$$

$$R_{LT} = U_{T_r}/U_{L_i} . \quad (1.14b)$$

Les deux indices dans l'expression des coefficients de réflexion rappellent la nature des ondes mises en jeu lors de l'interaction avec l'interface. Ainsi le coefficient  $R_{LL}$  fait référence à la réflexion d'une onde incidente longitudinale sans conversion de mode,  $R_{LT}$  symbolise la conversion de l'onde incidente longitudinale en onde transverse lors de sa réflexion à l'interface. Ils sont calculés à l'aide des conditions limites de surface pour un demi-espace libre, dans le cas présent la surface est libre en  $x_1 = 0$ . On peut alors réécrire l'expression (1.12) du vecteur déplacement au point  $O$  en utilisant les expressions (1.13) et (1.14) :

$$\mathbf{u}_L(O) = U_{L_i} (\mathbf{n}_{L_i} + R_{LL} \mathbf{n}_{L_r} + R_{LT} \mathbf{n}_{T_r}) e^{j\omega t} . \quad (1.15)$$

En omettant le terme en  $e^{j\omega t}$  duquel ne dépend pas la directivité, et en gardant en mémoire que l'amplitude recherchée est  $u_L^M = \frac{\mathbf{u}(O) \cdot \mathbf{F}^O}{F}$ , on peut obtenir l'expression de la fonction de directivité pour des ondes longitudinales. Celle-ci correspond à l'évaluation de l'équation (1.15) pour chaque angle d'incidence entre 0 et  $\pi/2$  du problème réciproque. L'amplitude du déplacement en fonction de l'angle  $\theta$  pour une force harmonique  $\mathbf{F}^O$  d'orientation quelconque

est donnée par

$$f_L(\theta) = (\mathbf{n}_{L_i}(\theta) + R_{LL}(\theta)\mathbf{n}_{L_r}(\theta) + R_{LT}(\theta)\mathbf{n}_{T_r}(\theta)) \cdot \frac{\mathbf{F}^O}{F}. \quad (1.16)$$

Cette expression souligne l'importance des coefficients de réflexion  $R_{LL}$  et  $R_{LT}$  liés à l'expression du problème inverse, lequel se réduit à la réflexion d'une onde longitudinale sur une surface libre. Pour une telle configuration, les valeurs de l'expression (1.16) sont réelles pour des angles d'incidence de l'onde longitudinale compris entre 0 et  $\pi/2$ , car les coefficients  $R_{LL}$  et  $R_{LT}$  dont elle dépend sont également réels.

### 1.3.1.3 Fonction de directivité $f_T$ pour des ondes de polarisation transversale

Nous allons procéder de la même manière pour établir le diagramme de directivité d'une source surfacique située au point  $O$  et d'orientation quelconque rayonnant des ondes transverses dans un demi-espace. On considère maintenant dans le problème réciproque une force orientée selon  $\mathbf{e}_\theta$ . Nous rappelons ici brièvement le calcul, la démarche étant la même que celle utilisée dans le paragraphe précédent. La force du problème réciproque considérée au point  $M$  est une force harmonique de pulsation  $\omega$ , de forme  $\mathbf{F}_T^M = F e^{j\omega t} \mathbf{e}_\theta$ .

L'onde incidente dans le problème réciproque est maintenant polarisée transversalement. Le déplacement au point  $O$  s'écrit :

$$\mathbf{u}(O) = \mathbf{u}_{T_i}(O) + \mathbf{u}_{T_r}(O) + \mathbf{u}_{L_r}(O). \quad (1.17)$$

Il est la somme des déplacements causés par l'onde transverse incidente générée directement et par deux ondes réfléchies issues de l'interaction de l'onde incidente avec la surface libre. L'une est issue d'une réflexion sans conversion de mode, l'autre est une onde polarisée longitudinalement, issue de la conversion de mode lors de l'interaction de l'onde incidente avec la surface libre.

De la même manière que précédemment, on évalue le déplacement au point  $O$  à l'aide des coefficients de réflexion :

$$R_{TT} = U_{T_r}/U_{T_i}, \quad (1.18a)$$

$$R_{TL} = U_{L_r}/U_{T_i}, \quad (1.18b)$$

où  $R_{TL}$  et  $R_{TT}$  sont les coefficients de réflexion avec et sans conversion de mode pour une onde incidente polarisée transversalement. Les amplitudes  $U_{T_i}$ ,  $U_{L_r}$  et  $U_{T_r}$  sont respectivement affiliées à l'onde incidente transverse et aux ondes réfléchies avec et sans conversion de mode. En

utilisant le théorème de réciprocité et en utilisant l'expression du déplacement (1.11), la fonction de directivité pour des ondes de polarisation transversale pour une source surfacique rayonnant à l'intérieur d'un demi-espace isotrope s'écrit :

$$f_T(\theta) = (\mathbf{n}_{T_i}(\theta) + \mathbf{n}_{T_r}(\theta)R_{TT} + \mathbf{n}_{L_r}(\theta)R_{TL}) \cdot \frac{\mathbf{F}^O}{F}. \quad (1.19)$$

Ce sont cette fois les coefficients de réflexion  $R_{TT}$  et  $R_{TL}$  pour une onde incidente transverse qui interviennent dans l'expression de la fonction de directivité transverse.

Lorsqu'une onde de polarisation transversale est incidente sur une surface libre, le calcul des angles de réflexion est issu de l'application des lois de Snell-Descartes, qui impose l'égalité des projections des vecteurs d'ondes incident et réfléchi sur la surface libre. Les vecteurs d'ondes réfléchis avec et sans conversion de mode peuvent être représentés par construction graphique.<sup>41,42</sup> Dans cette représentation géométrique les courbes des lenteurs d'un matériau fournissent pour toutes les directions les solutions de l'équation de propagation. Le demi-espace considéré étant isotrope, les célérités longitudinale  $v_L$  et transverse  $v_T$  ne dépendent pas de la direction de propagation. Dans le plan  $(O, \mathbf{k}_1/\omega, \mathbf{k}_2/\omega)$ , où  $k_1$  et  $k_2$  sont les projetés du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  selon  $\mathbf{x}_1$  et  $\mathbf{x}_2$ , les courbes de lenteurs se traduisent par deux arcs de cercle de rayon  $1/v_L$  et  $1/v_T$ . En connaissant le vecteur d'onde incident, les vecteurs d'onde réfléchis possibles peuvent être déduits graphiquement, comme illustré sur la figure (1.7). On reporte la valeur de  $k_2$  incident sur l'axe des abscisses en  $O$ , puis en traçant la perpendiculaire à cet axe à l'abscisse donnée par la valeur de  $k_2$  considérée, on déduit les vecteurs d'ondes réfléchis, lorsque cette droite coupe une courbe de lenteur. Il est ainsi possible de déterminer les angles de réflexion graphiquement. La notion d'angle *critique*, qui induit des phénomènes particuliers pour les ondes réfléchies va maintenant être abordée. Lorsque l'angle d'incidence de l'onde de cisaillement est égal à  $\theta_{cr}$ , alors l'angle de l'onde réfléchie avec conversion de mode, l'onde longitudinale, est égal à  $\pi/2$ . Le vecteur d'onde de l'onde longitudinale suit l'interface (fig. 1.7(b)). Pour une onde transverse incidente obliquement sur une surface libre, l'angle critique est donné par la relation

$$\theta_{cr} = \arcsin(v_T/v_L). \quad (1.20)$$

Si l'angle d'incidence est tel que  $\theta_{inc} > \theta_{cr}$ , l'angle de réflexion de l'onde longitudinale devient imaginaire.<sup>43</sup> Les coefficients  $R_{TL}$  et  $R_{TT}$  deviennent alors complexes, tout comme  $f_T(\theta)$ . La composante selon  $x_2$ , sur l'interface, du vecteur d'onde de l'onde de compression réfléchie reste réelle. La composante selon  $x_1$ , la normale à l'interface, est elle imaginaire pure. L'onde réfléchie

est une onde plane inhomogène qui se propage selon  $x_2$ , dont l'amplitude décroît exponentiellement selon  $-x_1$ .

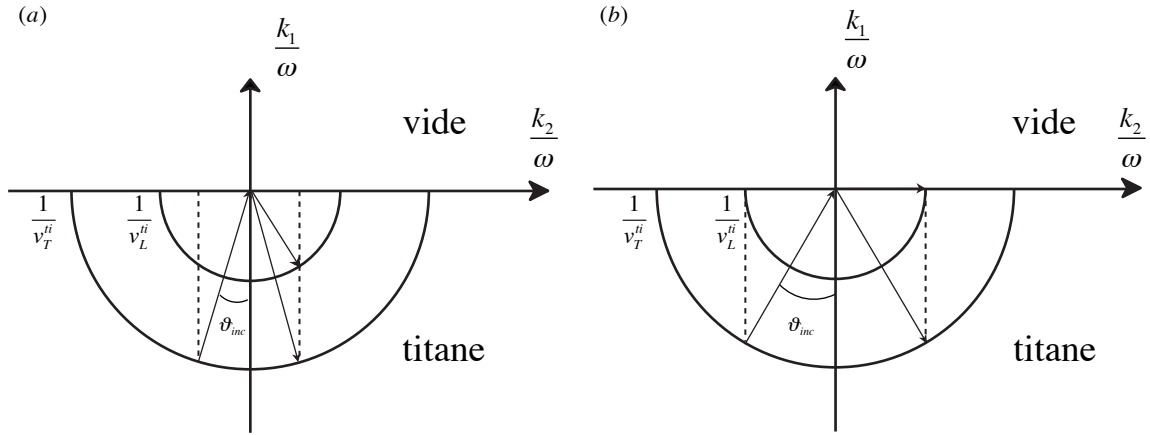


Fig. 1.7 – Représentation géométrique de la réflexion d'une onde transverse incidente obliquement dans un demi-espace de titane dont la surface est libre. (a)  $\theta_{inc} < \theta_{cr}$ , l'onde incidente est réfléchie avec et sans conversion de mode. (b)  $\theta_{inc} = \theta_{cr}$ , le vecteur d'onde de l'onde longitudinale résultant de la réflexion avec conversion de mode suit l'interface.

### 1.3.1.4 Régime d'ablation et régime thermoélastique

Nous allons maintenant illustrer les fonctions de directivité rencontrées communément en ultrasons laser pour deux régimes de génération : le régime thermoélastique, présenté au début de ce manuscrit, et le régime d'ablation. On utilisera l'expression de la directivité du régime d'ablation dans la deuxième partie du manuscrit lors de la modélisation de déplacements normaux détectés à une interface.

Le régime d'ablation peut quant à lui être modélisé par une force normale<sup>44</sup> appliquée sur la surface libre, de la forme  $\mathbf{F}^O = F \mathbf{x}_1$ . Les expressions des fonctions de directivité longitudinales et transverses sont alors, pour le régime d'ablation :

$$f_L^{abl} = n_1^{L_i} + R_{LL} n_1^{L_r} + R_{LT} n_1^{T_r}, \quad (1.21a)$$

$$f_T^{abl} = n_1^{T_i} + R_{TL} n_1^{L_r} + R_{TT} n_1^{T_r}, \quad (1.21b)$$

où les quantités  $n_1^m$  avec  $m = \{L_i, L_r, T_r\}$  sont les projections selon  $\mathbf{x}_1$  de chacun des vecteurs de polarisation  $\mathbf{n}_m$ .

Le régime thermoélastique peut être modélisé par un dipôle de forces tangentes à la surface,<sup>40</sup> selon  $x_2$ . Un dipôle de forces est un couple de forces égales en norme, dont les directions sont



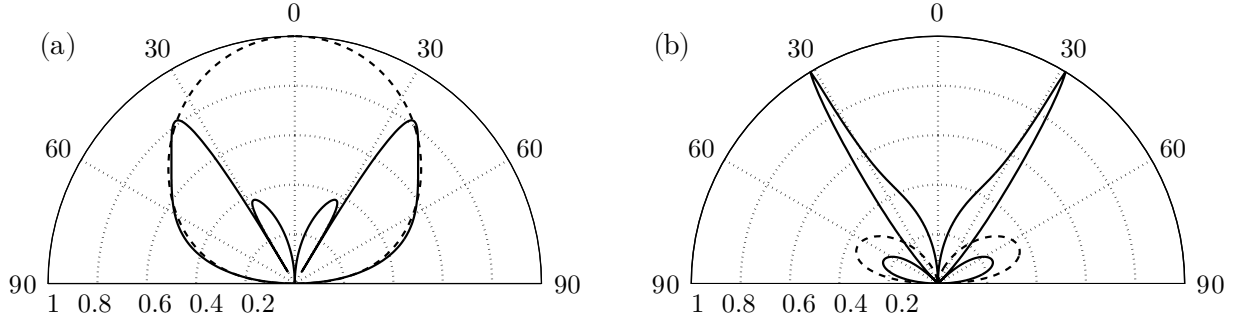


Fig. 1.8 – Fonctions de directivités pour des ondes longitudinales (pointillés) et des ondes transverses (lignes continues) pour une source linéique surfacique rayonnant dans un demi-espace de titane. (a) : régime d’ablation, (b) : régime thermoélastique. Les célérités longitudinales et transverses dans le titane sont  $v_l = 6075$  m/s et  $v_T = 3125$  m/s.

opposées. Ainsi, la force à considérer dans le problème direct est désormais homogène à un moment. On obtient ce dipôle en considérant la dérivée selon  $x_2$  d’une force monopolaire selon  $x_2$ . En utilisant la linéarité des propriétés élastiques du milieu, on peut calculer le déplacement généré par une force monopolaire, puis dériver ce déplacement par rapport à  $x_2$ . Cette dérivation est donc effectuée sur le déplacement recherché  $\mathbf{u}(\mathbf{O})$  dans le problème réciproque. Pour une excitation dipolaire, le déplacement longitudinal finalement recherché (éq. 1.10) s’écrit sous la forme :

$$u_L^M = \frac{\frac{\partial \mathbf{u}(\mathbf{O})}{\partial x_2} \cdot \mathbf{F}^O}{F}, \quad (1.22)$$

où la force  $F$  est celle appliquée au point  $M$  dans le problème réciproque<sup>a</sup>. On en déduit les directivités longitudinale  $f_L^{th}$  et transverse  $f_T^{th}$  :

$$f_L^{th} = jk_2 \left( n_2^{L_i} + R_{LL}n_2^{L_r} + R_{LT}n_2^{T_r} \right), \quad (1.23a)$$

$$f_T^{th} = jk_2 \left( n_2^{T_i} + R_{TL}n_2^{L_r} + R_{TT}n_2^{T_r} \right), \quad (1.23b)$$

où les quantités  $n_2^m$  avec  $m = \{L_i, L_r, T_r\}$  sont les projections selon  $\mathbf{x}_2$  de chacun des vecteurs de polarisation  $\mathbf{n}_m$ . Les expressions (1.21(b)) et (1.23) suggèrent que les fonctions de directivité peuvent être complexes. Tous les diagrammes de directivité qui apparaîtront dans la suite de ce manuscrit représenteront les modules des fonctions de directivité. D’après les expressions (1.21) et (1.23), la forme des diagrammes de directivité est directement liée à l’évolution des coefficients

a. La force  $\mathbf{F}^O$  est un dipôle de force homogène à un moment, et grâce à la dérivation de  $\mathbf{u}(\mathbf{O})$  par rapport à  $x_2$ ,  $u_L^M$  est bien homogène à un déplacement.

de réflexion en fonction de l'angle d'incidence à considérer dans le problème réciproque. Ces coefficients de réflexion sont représentés sur la figure (1.9).

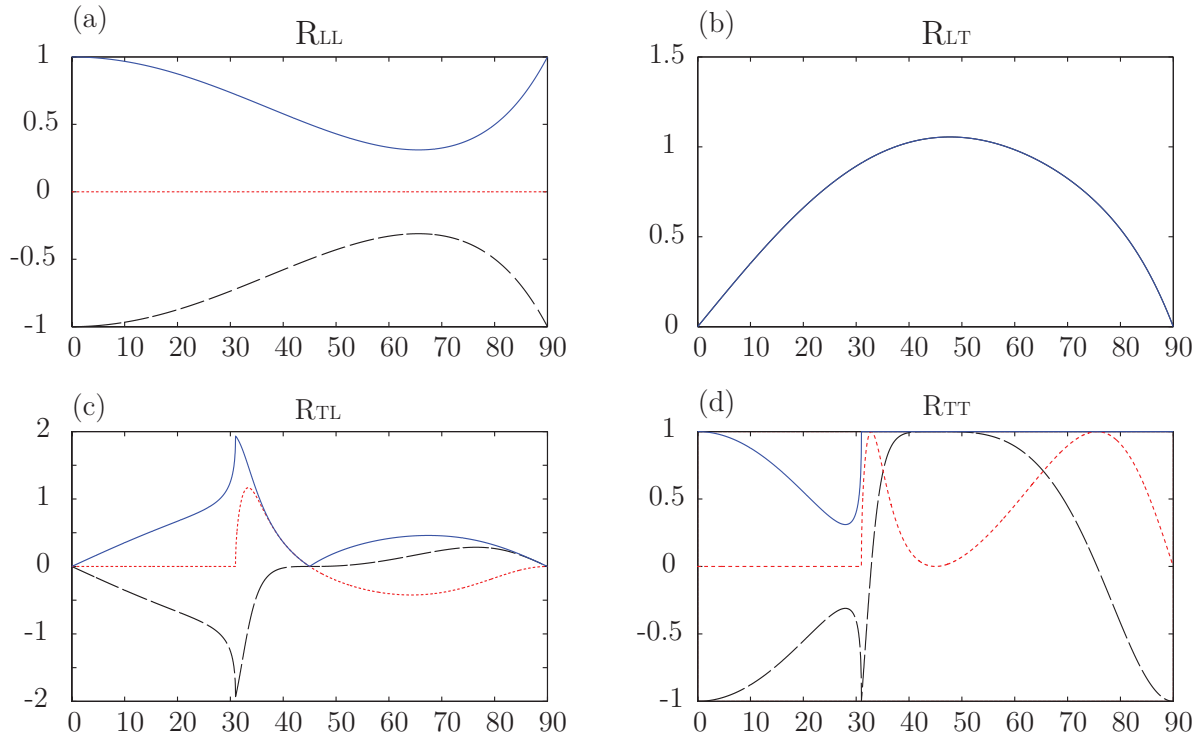


Fig. 1.9 – Evolution des coefficients de réflexion  $R_{LL}$ ,  $R_{LT}$ ,  $R_{TL}$  et  $R_{TT}$ , en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$  pour une interface titane/air. Sur chaque figure sont représentés le module (trait continu), la partie réelle (tirets longs) et la partie imaginaire (pointillés) du coefficient de réflexion.

Les représentations des diagrammes de directivité (fig. 1.8) sont normalisées par le maximum d'amplitude lié à l'une ou l'autre des polarisations. Le déplacement longitudinal dans la direction normale est nul pour le régime thermoélastique, alors qu'il est maximum pour le régime d'ablation. Ceci est dû à la forme de la force excitatrice pour chacun des régimes. Les rapports d'amplitude entre ondes longitudinales et ondes transverses indiquent que le régime thermoélastique est plus efficace pour la génération d'ondes transverses, tandis que le régime ablatif privilégiera la génération d'ondes longitudinales. Comme il a été établi par d'autres auteurs,<sup>44,45</sup> les diagrammes de directivité indiquent une direction privilégiée pour les ondes de cisaillement quel que soit le régime considéré, cette direction est liée à la valeur de l'angle critique  $\theta_{cr} = \arcsin(v_T/v_L) = 30,99^\circ$ . Lorsque  $\theta > \theta_{cr}$ , les ondes incidentes transverses ne peuvent plus être réfléchies avec conversion de mode à l'intérieur du demi-espace, les ondes incidentes sont totalement réfléchies en ondes transverses uniquement, le module de  $R_{TT}$  vaut 1. Les variations

du diagramme de directivité des ondes transverses en régime thermoélastique (fig. 1.8(b)) sont alors couplées à celles de  $R_{TL}$ . On peut notamment remarquer que l'amplitude nulle dans ce diagramme pour  $\theta \approx 45^\circ$  correspond à la valeur de  $R_{TL}(45^\circ) = 0$ .

### 1.3.2 Calcul des diagrammes de directivité pour une source à l'interface de deux matériaux isotropes dont l'un est transparent

Dans le travail expérimental qui sera discuté dans la suite de ce manuscrit, la couche métallique qui fait office de transducteur repose sur un substrat transparent. Nous allons maintenant présenter le calcul de la fonction de directivité pour une source linéique à l'interface entre deux matériaux isotropes, dont l'un est considéré transparent. La géométrie du problème est décrite sur la figure (1.10). Comme précédemment, le laser est supposé focalisé selon la direction  $x_3$  à l'interface entre les deux milieux, située dans le plan  $x_1 = 0$  et la pénétration optique est d'abord négligée.

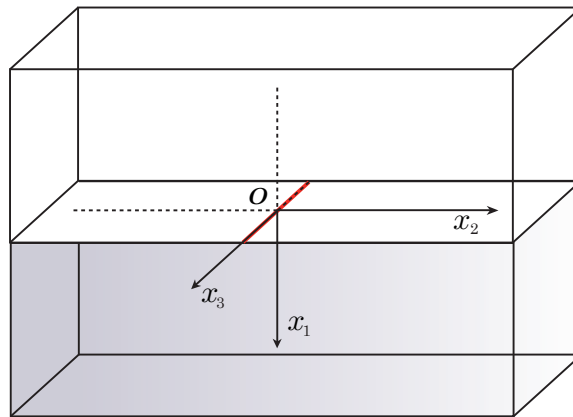


Fig. 1.10 – Géométrie bicouche, le matériau transparent est au-dessus du matériau opaque.

Lorsque l'énergie de la source laser est déposée à l'interface entre les deux matériaux, un champ de déformation prend naissance et se propage de part et d'autre de l'interface. La différence d'impédance entre les deux matériaux détermine la répartition des amplitudes des ondes engendrées dans les deux matériaux. Nous présentons dans cette section le calcul des fonctions de directivité dans l'un ou l'autre des deux demi-espaces. Les illustrations porteront sur le cas du rayonnement dans un demi-espace de titane, matériau opaque transducteur, déposé sur un demi-espace de saphir. Notons que l'impédance du saphir étant supérieure à celle du titane, cet

exemple pourra être comparé au cas inverse du demi-espace de titane dont la surface est libre, traité dans la section précédente.

Afin d'établir les fonctions de directivité longitudinale et transverse, une démarche équivalente à celle du paragraphe précédent utilisant le principe de réciprocité sera utilisée. Le rôle des coefficients de réflexion pour une interface solide/solide est primordial dans l'expression de ces directivités. Nous allons maintenant expliciter le calcul de ces coefficients.

### Calcul des coefficients de réflexion pour une interface solide/solide

Lorsqu'une onde élastique se propage d'un milieu à un autre, c'est le coefficient de réflexion à l'interface entre ces deux milieux qui détermine comment cette onde sera réfléchi ou réfractée. Ces coefficients dépendent de six paramètres mécaniques, trois pour chaque milieu. Ces paramètres sont la masse volumique et les célérités des ondes longitudinales et transverses. On parle parfois d'équations de Zoeppritz, qui portent le nom du géophysicien allemand qui introduit ces calculs en 1919.<sup>46</sup> Depuis, de nombreux auteurs ont discuté le problème de réflexion/réfraction d'une onde plane à l'interface entre deux milieux.<sup>47-51</sup>

Ce sont les conditions limites portant sur les déplacements et les contraintes à l'interface qui vont permettre d'établir ces coefficients de réflexion. Pour illustrer le calcul de ces coefficients de réflexion, nous considérons ici une onde incidente polarisée longitudinalement dans le plan  $(O, \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ . La projection sur l'interface du vecteur déplacement engendré par l'onde incidente longitudinale est notée  $u_{x_2}^{L_i}$ . Les projections des ondes réfléchies avec et sans conversion de mode sont notées  $u_{x_2}^{T_r}$  et  $u_{x_2}^{L_r}$ . La même notation est reprise pour les projections selon la normale à l'échantillon, portée par l'axe  $\mathbf{x}_1$ . Le problème de réflexion/réfraction de l'onde incidente est alors un problème à cinq ondes (une incidente, deux transmises et deux réfléchies), et les quatre coefficients de réflexion et transmission peuvent être identifiés en considérant les équations de continuité à l'interface. Pour une interface solide/solide, il y a continuité des contraintes tangentielles et normales à l'interface, de même qu'il y a continuité des déplacements tangentiels et normaux à l'interface. Nous exprimons ici ces quatre conditions :

-continuité des déplacements normaux à l'interface,

$$u_{x_1}^{L_i} + u_{x_1}^{L_r} + u_{x_1}^{T_r} \Big|_{x_1=0} = u_{x_1}^{L_t} + u_{x_1}^{T_t} \Big|_{x_1=0}, \quad (1.24a)$$

- continuité des déplacements tangentiels à l'interface,

$$u_{x_2}^{L_i} + u_{x_2}^{L_r} + u_{x_2}^{T_r} \Big|_{x_1=0} = u_{x_2}^{L_t} + u_{x_2}^{T_t} \Big|_{x_1=0}, \quad (1.24b)$$

- continuité de la contrainte normale à l'interface,

$$\sigma_{x_1}^{L_i} + \sigma_{x_1}^{L_r} + \sigma_{x_1}^{T_r} \Big|_{x_1=0} = \sigma_{x_1}^{L_t} + \sigma_{x_1}^{T_t} \Big|_{x_1=0}, \quad (1.24c)$$

- continuité de la contrainte tangentielle à l'interface,

$$\sigma_{x_2}^{L_i} + \sigma_{x_2}^{L_r} + \sigma_{x_2}^{T_r} \Big|_{x_1=0} = \sigma_{x_2}^{L_t} + \sigma_{x_2}^{T_t} \Big|_{x_1=0}. \quad (1.24d)$$

L'ensemble de ces équations (1.24) forme un système qui peut s'exprimer sous forme matricielle. On peut écrire ce système sous la forme  $\mathbf{M}\mathbf{x} = \mathbf{a}$ . Le vecteur  $\mathbf{a}$  est construit avec les deux composantes du vecteur déplacement et les deux composantes du tenseur des contraintes, et la matrice  $\mathbf{M}$  est une matrice carrée d'ordre 4, elle rassemble les conditions limites sur les amplitudes des quatre ondes réfléchies et transmises. Ainsi, pour une onde incidente longitudinale, les quatre composantes du vecteur  $\mathbf{x}$  seront  $R_{LL}$ ,  $R_{LT}$ ,  $T_{LL}$  et  $T_{LT}$ , les deux premiers coefficients étant définis par les équations (1.14), et les deux derniers étant les coefficients de transmission en amplitude. Respectivement, pour une onde incidente transverse, les composantes du vecteur  $x$  seront alors  $R_{TL}$ ,  $R_{TT}$ ,  $T_{TL}$  et  $T_{TT}$ . Remarquons que l'expression de la matrice  $\mathbf{M}$  est inchangée, que l'on cherche à calculer les coefficients de réflexion/transmission d'une onde incidente de polarisation longitudinale ou transversale. Le vecteur  $\mathbf{a}$  lui, change, car il est relatif aux propriétés de l'onde incidente.

Ces coefficients calculés pour une interface titane/saphir, dont les propriétés physiques figurent dans le tableau (1.1), pour des ondes incidentes dans le titane, seront représentés sur la figure (1.12).

### 1.3.2.1 Fonction de directivité $f_L$ pour des ondes de polarisation longitudinale

Pour établir les fonctions de directivité pour des ondes longitudinales, nous nous appuyons sur un raisonnement basé sur l'utilisation du principe de réciprocité. Le problème direct est le même que celui développé pour un demi-espace libre, à savoir évaluer l'amplitude du déplacement  $u_L^M$  au passage d'une onde longitudinale engendrée par une force  $\mathbf{F}^O$  à l'interface entre les deux milieux considérés. Le problème réciproque à considérer est l'évaluation du déplacement au point  $O$ , situé à l'interface entre les deux milieux, engendré par une force  $\mathbf{F}_L^M$  à l'intérieur

du demi espace opaque. En réutilisant les notations des expressions (1.14) pour la désignation des coefficients de réflexion ainsi que les considérations du dernier paragraphe, l'évaluation du déplacement en  $O$  permet d'aboutir à la fonction de directivité recherchée :

$$f_L(\theta) = (\mathbf{n}_{L_i}(\theta) + R_{LL}(\theta)\mathbf{n}_{L_r}(\theta) + R_{LT}(\theta)\mathbf{n}_{T_r}(\theta)) \cdot \frac{\mathbf{F}^O}{F}. \quad (1.25)$$

Cette expression est rigoureusement identique à celle (1.16). Ici,  $R_{LL}$  et  $R_{LT}$  sont les coefficients de réflexion à l'interface entre le milieu opaque et le milieu transparent pour une onde incidente de polarisation longitudinale dans le milieu opaque.

### 1.3.2.2 Fonction de directivité $f_T$ pour des ondes de polarisation transversale

Le cheminement pour établir la fonction de directivité pour des ondes de polarisation transversale pour une source située à l'interface entre deux matériaux est le même que précédemment. Sans développer les étapes du calcul, la fonction de directivité pour les ondes transverses s'écrit :

$$f_T(\theta) = (\mathbf{n}_{T_i}(\theta) + R_{TT}(\theta)\mathbf{n}_{T_r}(\theta) + R_{TL}(\theta)\mathbf{n}_{L_r}(\theta)) \cdot \frac{\mathbf{F}^O}{F}. \quad (1.26)$$

Le diagramme de directivité pour des ondes de polarisations transverses est la combinaison de coefficients de réflexion qui apparaissent dans le problème réciproque.

L'expression des fonctions de directivité pour les ondes longitudinales et transverses dans le transducteur est exactement la même que celle dans un demi-espace dont la surface est libre. C'est l'influence des coefficients de réflexion, la faculté d'une onde à être transmise ou réfléchi selon son angle d'incidence avec l'interface, qui va être ici prépondérante. Le rapport des impédances entre le demi-espace transparent et le demi-espace opaque dicte le rayonnement de la source dans les deux milieux.<sup>52</sup>

Le régime thermoélastique pour une source rayonnant dans un demi-espace élastique dont la surface est libre a été abordé précédemment pour modéliser la génération d'ondes dans un solide à l'aide d'une source laser. Nous allons maintenant mettre en équation le rayonnement d'une source laser à l'interface entre les deux milieux (fig. 1.10). L'action du laser focalisé à l'interface sera modélisée comme une source d'expansion composée de deux dipôles de forces orthogonaux entre eux.

### 1.3.3 Rayonnement de la source dans le milieu opaque

Les formules qui ont été établies au paragraphe précédent sont des formules générales pour décrire le rayonnement de sources quelconques situées à l'interface entre deux milieux. Comme

déjà évoqué, la génération thermoélastique (éq. 1.23) à la surface libre d'un demi-espace peut être modélisée par un dipôle de forces. Une source laser focalisée à l'interface entre deux matériaux solides est une source d'expansion enfouie. Compte tenu des conditions de symétrie du problème, une source d'expansion enfouie dans un matériau est modélisée par un quadripôle de forces compris dans le plan  $(O, \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$ . En utilisant le principe de superposition, celui-ci est égal à la somme de deux dipôles de forces orthogonaux orientés selon  $\mathbf{x}_1$  et  $\mathbf{x}_2$ .

Le principe du calcul des fonctions de directivité associées à ces deux dipôles est identique à celui présenté pour modéliser la génération thermoélastique. Il s'agit de dériver dans les directions  $\mathbf{x}_1$  et  $\mathbf{x}_2$  les déplacements recherchés dans le problème réciproque.

Les fonctions de directivité pour des dipôles de forces orientés selon  $\mathbf{x}_1$  et  $\mathbf{x}_2$  pour un point situé à l'interface entre les deux milieux de coordonnées  $(x_1^S, x_2^S) = (0, 0)$  sont donnés par les expressions :

$$f_L^{x_1, \text{dipolaire}} = j \left( k_1^{L_i} n_1^{L_i} + R_{LL} k_1^{L_r} n_1^{L_r} + R_{LT} k_1^{T_r} n_1^{T_r} \right), \quad (1.27a)$$

$$f_L^{x_2, \text{dipolaire}} = j k_2 \left( n_2^{L_i} + R_{LL} n_2^{L_r} + R_{LT} n_2^{T_r} \right). \quad (1.27b)$$

L'expression de la directivité pour le dipôle orienté selon  $\mathbf{x}_2$  (1.27(b)) est formellement identique à celle de la fonction de directivité pour le régime thermoélastique (1.23(a)). Selon la loi de Descartes, les projetés des vecteurs d'ondes incidents et réfléchis sur l'interface, les  $k_2$ , sont tous égaux. L'expression (1.27(a)) de la directivité exprimée pour un dipôle orienté selon  $\mathbf{x}_1$  est sensiblement différente car toutes les contributions  $k_1$  des ondes incidentes et réfléchies ne peuvent être factorisées.

De même, les fonctions de directivité transverses des deux dipôles orientés selon les directions  $\mathbf{x}_1$  et  $\mathbf{x}_2$  sont données par :

$$f_T^{x_1, \text{dipolaire}} = j \left( k_1^{T_i} n_1^{T_i} + R_{TT} k_1^{T_r} n_1^{T_r} + R_{TL} k_1^{L_r} n_1^{L_r} \right), \quad (1.28a)$$

$$f_T^{x_2, \text{dipolaire}} = j k_2 \left( n_2^{T_i} + R_{TT} n_2^{T_r} + R_{TL} n_2^{L_r} \right). \quad (1.28b)$$

La fonction de directivité pour une source modélisée par un quadripôle de forces est la somme des fonctions de directivité des deux dipôles de forces orthogonaux,  $f_L^{S, \text{quad}} = f_L^{x_1, \text{dip}} + f_L^{x_2, \text{dip}}$ . En utilisant les expressions (1.27), et en remarquant que  $\mathbf{k}_{T_r} \cdot \mathbf{n}_{T_r} = 0$  car le vecteur polarisation d'une onde de cisaillement en milieu isotrope est perpendiculaire à son vecteur d'onde, et que  $\mathbf{k}_{L_i} \cdot \mathbf{n}_{L_i} = \mathbf{k}_{L_r} \cdot \mathbf{n}_{L_r}$ , on obtient l'expression suivante :

$$f_L^{S, \text{quad}} = j \mathbf{k}_{L_i} \cdot \mathbf{n}_{L_i} (1 + R_{LL}). \quad (1.29)$$

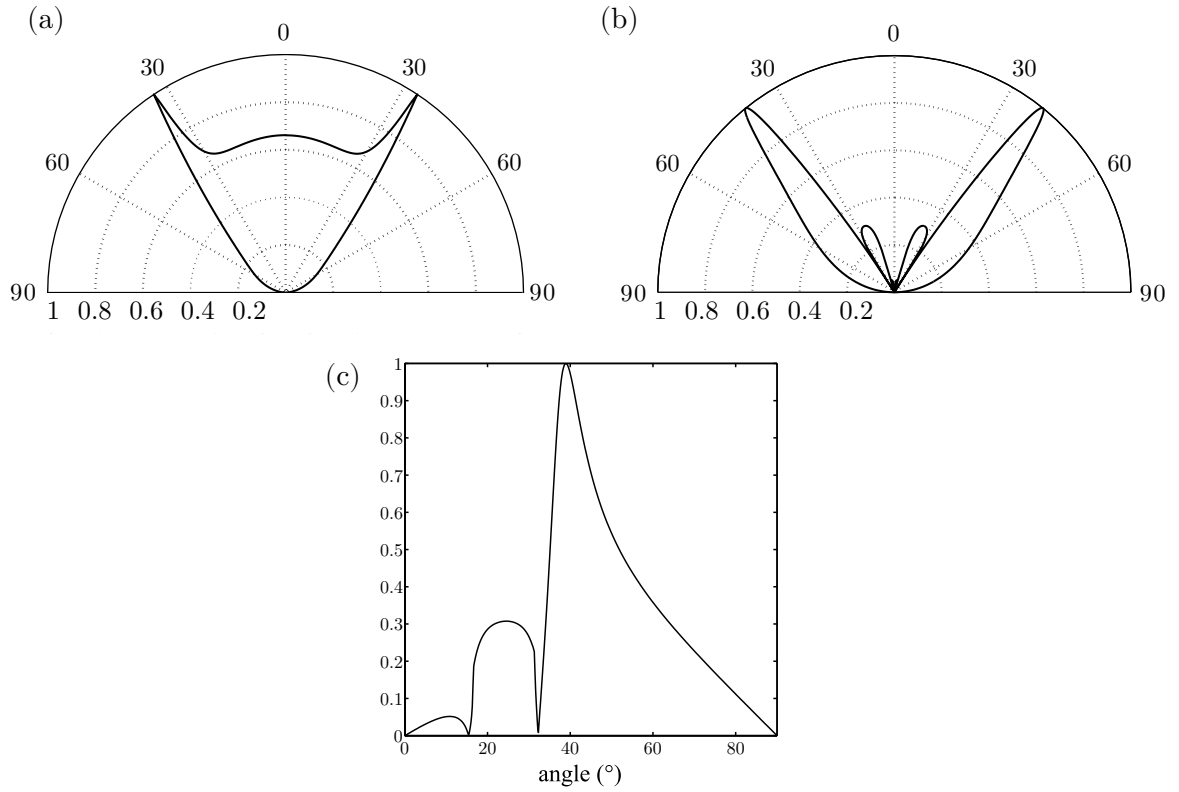


Fig. 1.11 – Fonctions de directivités longitudinale (a) et transverse (en coordonnées polaires (b) et cartésiennes (c)) pour une source surfacique à l'interface entre un demi-espace de saphir et un demi-espace de titane. Les diagrammes représentent l'amplitude des déplacements dans le titane.

Tab. 1.1 – Propriétés physiques du titane et du saphir à 1030 nm.

	Titane	Saphir
Célérité longitudinale ( $\text{m s}^{-1}$ )	6070	11000
Célérité transverse ( $\text{m s}^{-1}$ )	3125	6000
Masse volumique $\rho$ ( $\text{kg m}^{-3}$ )	4700	3980
Longueur de pénétration optique <sup>53</sup> $1/\beta$ (nm)	20	
Indice de réfraction $n'$	2,95	1,75
Coefficient d'absorption optique $n''$	3,84	

De même, la fonction de directivité pour des ondes de polarisation transversale, est la somme des deux dipôles  $f_T^{S,quad} = f_T^{x_1,dip} + f_T^{x_2,dip}$ . En utilisant les équations (1.28(a)) et (1.28(b)) on obtient l'expression suivante :

$$f_T^{S,quad} = j\mathbf{k}_{Lr} \cdot \mathbf{n}_{Lr} R_{TL}. \quad (1.30)$$



Les fonctions de directivité définies par les relations (1.29) et (1.30) sont représentées sur la figure (1.11) pour une source à l'interface titane/saphir, l'amplitude représentée étant celle rayonnée dans le titane. Les propriétés physiques du titane et du saphir sont rappelées dans le tableau (1.1). Nous proposons ici une description des diagrammes de directivité des ondes longitudinales et transverses obtenus. Le concept d'angle critique abordé au paragraphe 1.3.1.3 pour une onde incidente transverse dans un demi-espace élastique dont la surface est libre, peut être ici réutilisé pour analyser la forme des fonctions de directivité calculées pour une source à l'interface entre deux espaces solides. L'ensemble des angles critiques impliqués dans les analyses qui vont suivre sont listés dans le tableau (1.2). Nous reprendrons également les constructions géométriques à partir des courbes de lenteur pour illustrer les vecteurs d'ondes incident, réfléchis et réfractés (figs. 1.13 et 1.14) dans le cas d'une interface titane/saphir. L'évolution des coefficients de réflexion en fonction de l'angle d'incidence est représentée sur la figure (1.12) pour une interface titane/saphir, pour des ondes incidentes dans le titane.

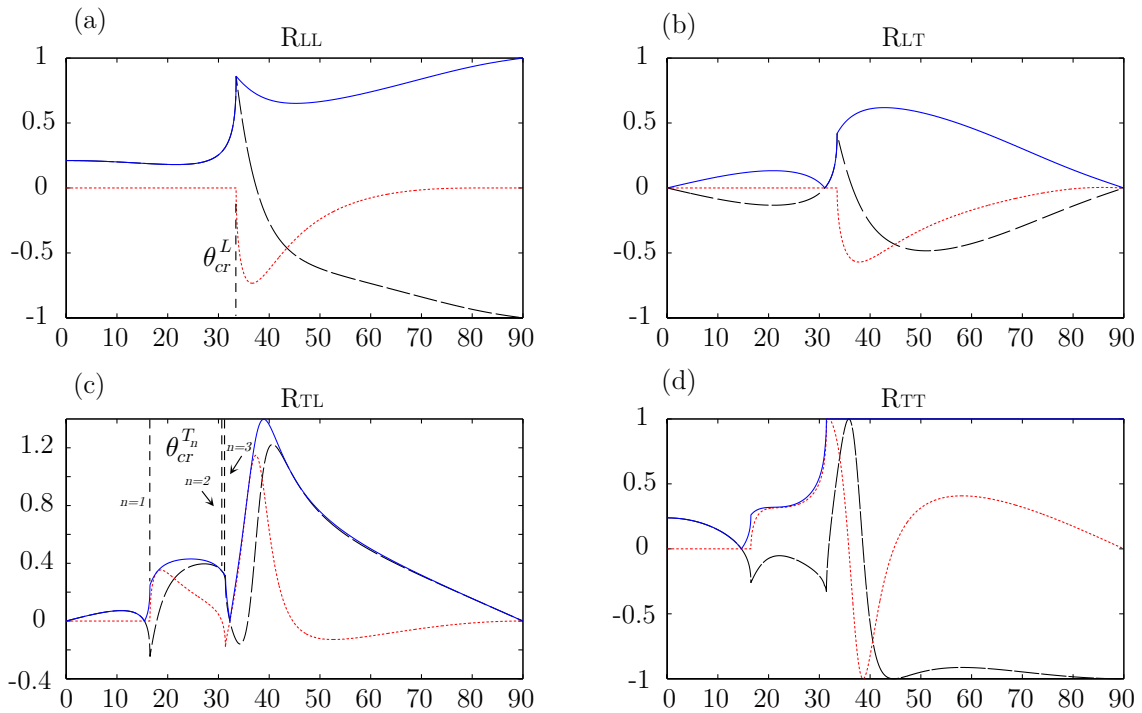


Fig. 1.12 – Evolution des coefficients de réflexion  $R_{LL}$ ,  $R_{LT}$ ,  $R_{TL}$  et  $R_{TT}$ , en fonction de l'angle d'incidence  $\theta$  pour une interface titane/saphir. L'onde est incidente dans le titane. Sur chaque figure sont représentés le module (trait continu), la partie réelle (tirets longs) et la partie imaginaire (pointillés) du coefficient de réflexion. La position des angles critiques est annotée sur l'évolution des coefficients de réflexion  $R_{LL}$  et  $R_{TL}$ .

Tab. 1.2 – Angles critiques impliqués dans le rayonnement d'une source à l'interface titane/saphir vers l'intérieur du titane.

$v_L^{ti}/v_L^{sa}$	$v_T^{ti}/v_L^{sa}$	$v_T^{ti}/v_L^{ti}$	$v_T^{ti}/v_T^{sa}$
$\arcsin(v_L^{ti}/v_L^{sa})$	$\arcsin(v_T^{ti}/v_L^{sa})$	$\arcsin(v_T^{ti}/v_L^{ti})$	$\arcsin(v_T^{ti}/v_T^{sa})$
0.55	0.28	0.51	0.52
$\theta_{cr}^L = 33,49^\circ$	$\theta_{cr}^{T1} = 16,5^\circ$	$\theta_{cr}^{T2} = 30,99^\circ$	$\theta_{cr}^{T3} = 31,38^\circ$

La fonction de directivité pour des ondes de polarisation longitudinale (fig. 1.11) est d'abord commentée. La forme de l'équation (1.29) nous indique que le rayonnement d'ondes longitudinales générées par un quadripôle de forces situé à l'interface entre deux milieux est dicté par l'évolution de  $R_{LL}$  uniquement. Nous remarquons sur la figure (1.11(a)) que contrairement au cas du demi-espace libre, l'amplitude du déplacement dans le titane lorsqu'il est chargé par un demi-espace n'est plus nulle dans la direction normale, pour  $\theta = 0$ . Ceci s'explique car la source excitatrice ici n'est plus seulement un dipôle de forces orienté selon  $\mathbf{x}_2$ , mais un quadripôle. La continuité des contraintes selon  $\mathbf{x}_1$ , induit un déplacement non nul qui dépend du rapport des impédances entre les deux matériaux pour  $\theta = 0$ .

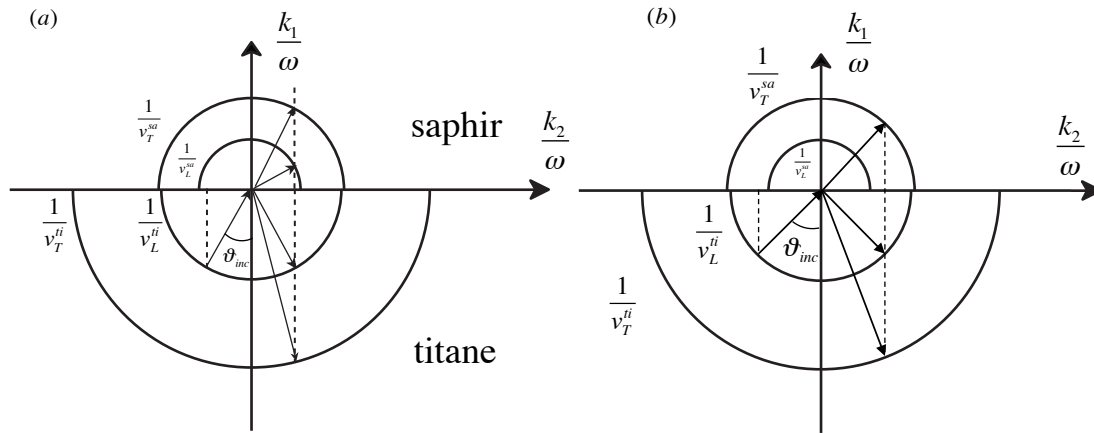


Fig. 1.13 – Courbes des lenteurs pour une onde incidente de polarisation longitudinale dans le titane à une interface titane/saphir. (a) Si  $\theta_{inc} < \theta_{cr}^L$ , il existe deux ondes transmises et deux ondes réfléchies. (b) Si  $\theta_{inc} > \theta_{cr}^L$ , seule l'onde avec conversion de mode est transmise dans le saphir..

Lorsque  $\theta_{inc} < \theta_{cr}^L$ , (fig. 1.13(a)), le problème de réflexion/réfraction est un problème à cinq ondes, dans lequel l'onde incidente longitudinale après interaction avec l'interface donne naissance à deux ondes réfléchies et deux ondes réfractées. Pour un angle d'incidence de  $\theta_{inc} \approx 30^\circ$ , le diagramme (fig. 1.11(a)) présente une forte augmentation de l'amplitude. Le maximum d'amplitude est atteint quand  $\theta_{inc} = \theta_{cr}^L$  avec  $\theta_{cr}^L = \arcsin(v_L^{ti}/v_L^{sa}) = 33,49^\circ$ . La célérité de

l'onde longitudinale incidente dans le titane est notée  $v_L^{ti}$ . La vitesse de propagation de l'onde longitudinale dans le saphir est notée  $v_L^{sa}$ . C'est l'inégalité  $v_L^{ti} < v_L^{sa}$  qui est à l'origine de cet angle critique. Lorsque la valeur de l'angle incident est égale à  $\theta_{cr}^L$ , le vecteur d'onde de l'onde réfractée sans conversion de mode est rasant, il suit l'interface entre le saphir et le titane. Au delà de cet angle (fig. 1.13(b)), le coefficient de réflexion  $R_{LL}$  devient complexe<sup>b</sup> (fig. 1.12(a)). L'onde réfractée sans conversion de mode ne peut plus être transmise dans le saphir. Il existe alors une onde réfractée avec conversion de mode et deux ondes réfléchies, avec et sans conversion de mode. Lorsque l'angle d'incidence augmente, l'amplitude de la fonction de directivité diminue progressivement jusqu'à s'annuler pour  $\theta_{inc} = 90^\circ$ .

La fonction de directivité pour des ondes transverses pour une source linéique surfacique localisée à l'interface entre le saphir et le titane est représentée sur la figure (1.11(b) et (c)). Celle-ci est tributaire uniquement de l'évolution du coefficient de réflexion  $R_{TL}$  en fonction de l'angle d'incidence (éq. (1.30)), représenté sur la figure (1.12(c)). Elle est maintenant analysée, au regard des angles critiques.

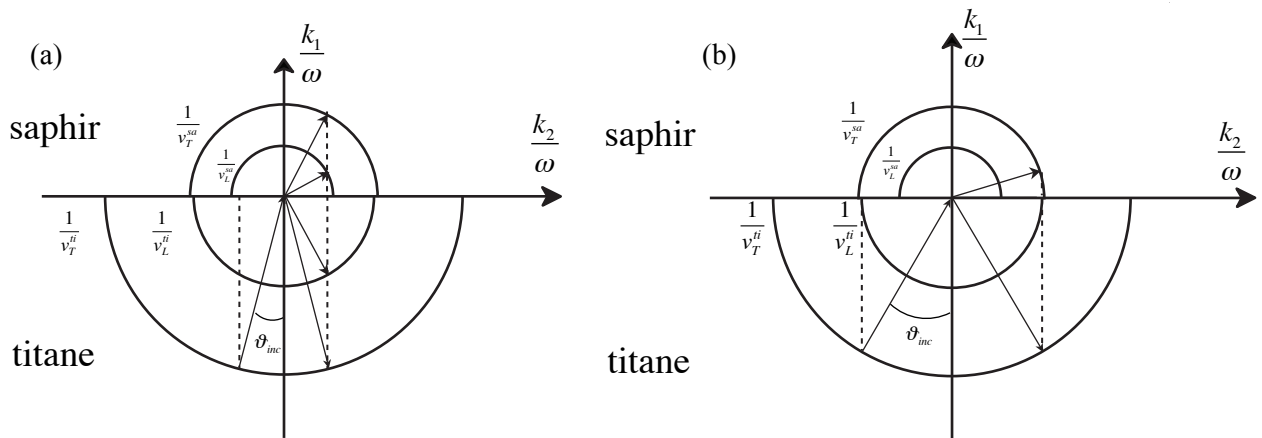


Fig. 1.14 – Courbes des lenteurs pour une onde incidente de polarisation transversale dans le titane à une interface titane/saphir. (a) Lorsque  $\theta_{inc} < \theta_{cr}^{T_1}$ , deux ondes sont transmises et deux ondes sont réfléchies. (b) Quand  $\theta = \theta_{cr}^{T_2}$ , l'onde incidente peut être réfractée dans le saphir sans conversion de mode, le vecteur d'onde de l'onde réfléchie avec conversion de mode suit l'interface.

L'onde incidente transverse à prendre en compte dans le problème réciproque est celle incidente dans le titane, sa célérité est notée  $v_T^{ti}$ . La vitesse de propagation de l'onde transverse dans le saphir est  $v_T^{sa}$ . Notons que dans ce cas précis, avec les deux matériaux considérés, la proximité des valeurs de  $v_L^{ti}$  et  $v_T^{sa}$  complexifie l'identification des phénomènes liés aux angles critiques sur le diagramme de directivité des ondes transverses. Les trois angles critiques qui

b. Rappelons que dans le cas du demi-espace libre,  $R_{LL}$  est réel quelque soit l'angle d'incidence.

apparaissent dans le diagramme de directivité des ondes de cisaillement correspondent aux valeurs  $\theta_{cr}^{T_1} = \arcsin(v_T^{ti}/v_L^{sa})=16,5^\circ$ ,  $\theta_{cr}^{T_2} = \arcsin(v_T^{ti}/v_L^{ti})=30,99^\circ$  et  $\theta_{cr}^{T_3} = \arcsin(v_T^{ti}/v_T^{sa})=31,38^\circ$ . Quand  $\theta_{inc} < \theta_{cr}^{T_1}$ , le problème de réflexion/réfraction est un problème à cinq ondes, dans lequel l'onde incidente après interaction avec l'interface donne naissance à deux ondes réfléchies et deux ondes réfractées (fig. 1.14(a)). La partie imaginaire du coefficient de réflexion  $R_{TL}$  est nulle (fig. 1.12(b)). Au delà du premier angle critique,  $R_{TL}$  devient complexe, l'onde transverse ne peut plus être réfractée avec conversion de mode dans le saphir, elle est uniquement réfractée en onde transverse dans le saphir. Quand l'angle d'incidence de l'onde transverse est égal au second angle critique (fig. 1.14(b)), le vecteur d'onde de l'onde réfléchie avec conversion de mode suit l'interface ( $\text{Re} [k_1^{Lr}] = 0$ ). L'onde incidente peut encore être réfractée dans le saphir sans conversion de mode. Quand l'angle d'incidence de l'onde transverse est supérieur au troisième angle critique, alors l'onde transverse n'est plus transmise dans le saphir, elle peut seulement être réfléchie sans conversion de mode dans le titane. On peut alors s'attendre à ce que le maximum d'amplitude dans le diagramme de directivité soit situé pour un angle d'incidence tel que  $\theta_{cr}^{T_3} < \theta_{inc} < 90^\circ$ . Ceci est en accord avec la présence du pic d'amplitude pour  $\theta_{inc} \approx 40^\circ$  présenté sur la figure (1.11c).

Nous avons déterminé la forme des fonctions de directivité pour une source laser linéique focalisée à l'interface entre deux milieux. Nous allons maintenant étudier l'influence d'un paramètre lié à la particularité de la source considérée, la pénétration optique à l'intérieur du milieu opaque.

### 1.3.4 Prise en compte de la pénétration optique

Lorsque la source laser illumine l'échantillon d'indice optique  $n$ , elle le pénètre sur une distance  $\zeta$  (fig. 1.15). On définit le coefficient d'absorption  $\beta$  comme l'inverse de cette distance. L'indice optique de l'échantillon est complexe, il s'écrit  $n = n' + jn''$ . La partie réelle  $n'$  est définie comme le rapport entre la vitesse de la lumière et la célérité de l'onde électromagnétique dans le milieu. La partie imaginaire  $n''$  décrit l'atténuation de l'onde électromagnétique. Le coefficient d'absorption optique s'exprime en fonction de  $n''$  :

$$\beta = 2 \frac{2\pi}{\lambda_{opt}} n'' \quad (1.31)$$

où  $\lambda_{opt}$  est la longueur d'onde optique. On peut modéliser une source pénétrante par la superposition de sources d'expansion enfouies sur toute la profondeur de pénétration optique.<sup>54,55</sup> L'amplitude de chaque source acoustique est proportionnelle à la densité de puissance déposée<sup>56</sup> localement, et décroît donc exponentiellement avec la profondeur d'enfouissement  $x_1^S$ .

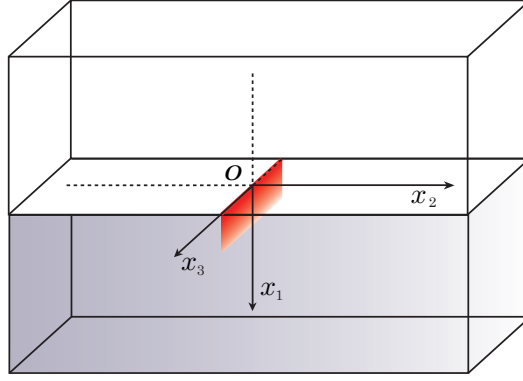


Fig. 1.15 – Pénétration optique dans le demi espace opaque.

Les formules (1.29) et (1.30) sont donc pondérées par le terme  $\beta e^{-\beta x_1^S}$ . L'expression de la fonction de directivité des ondes de polarisation longitudinale pour une source enfouie à une profondeur  $x_1^S$  s'exprime alors :

$$f_L^{S,quad} = j\beta \mathbf{k}_{L_i} \cdot \mathbf{n}_{L_i} \left( e^{-jk_1^{L_i} x_1^S} + R_{LL} e^{-jk_1^{L_r} x_1^S} \right) e^{-\beta x_1^S}. \quad (1.32)$$

La fonction de directivité pour des ondes de polarisation transversale devient :

$$f_T^{S,quad} = j\beta \mathbf{k}_{L_r} \cdot \mathbf{n}_{L_r} \left( R_{TL} e^{-jk_1^{L_r} x_1^S} \right) e^{-\beta x_1^S}. \quad (1.33)$$

Pour connaître le rayonnement total d'une source distribuée dans le volume, il faut intégrer sur toute la profondeur de pénétration optique (PO). Il s'agit donc d'intégrer les formules (1.32) et (1.33) sur la profondeur  $x_1$ . Les fonctions de directivité longitudinale  $f_L^{PO}(\theta)$  et transverse  $f_T^{PO}(\theta)$  prenant en compte la pénétration optique s'expriment :

$$f_L^{PO}(\theta) = \int_0^\infty f_L^{quad,S}(\theta, x_1^S) dx_1^S, \quad (1.34a)$$

$$f_T^{PO}(\theta) = \int_0^\infty f_T^{quad,S}(\theta, x_1^S) dx_1^S. \quad (1.34b)$$

On obtient finalement les expressions, pour la directivité des ondes longitudinales, en tenant compte de la pénétration optique :

$$f_L^{PO}(\theta) = j\beta \mathbf{k}_{L_r}(\theta) \cdot \mathbf{n}_{L_r}(\theta) \left( \frac{1}{\beta + jk_1^{L_i}(\theta)} + \frac{R_{LL}(\theta)}{\beta + jk_1^{L_r}(\theta)} \right). \quad (1.35)$$

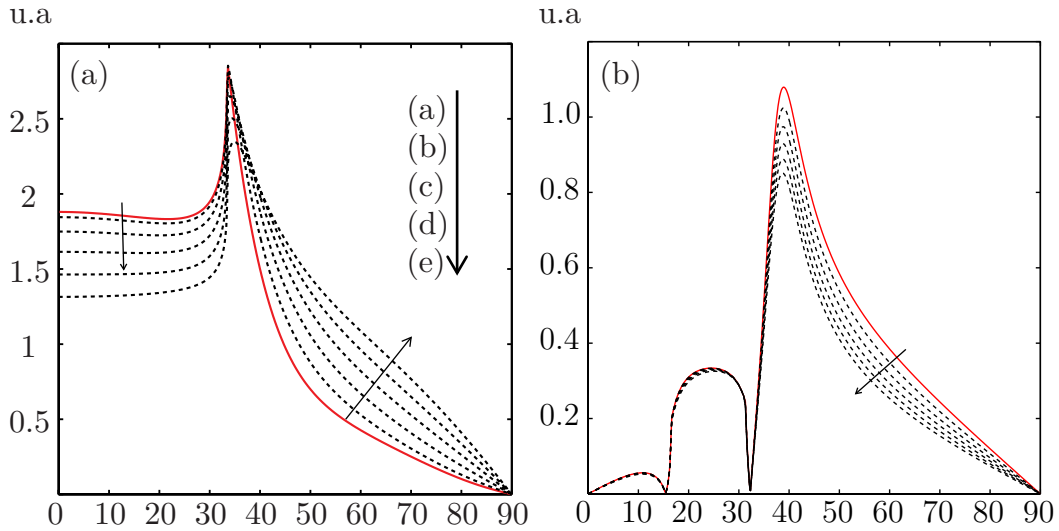


Fig. 1.16 – Fonctions de directivités longitudinale (a) et transversale (b) dans le titane pour une source située à l'interface saphir/titane. Comparaison entre le modèle quadripolaire (ligne continue) et la prise en compte de la pénétration optique (pointillés). Les valeurs pour la distance de pénétration optique  $\zeta$  sont (a) 10 nm; (b) 20 nm; (c) 30 nm; (d) 40 nm et (e) 50 nm. Fréquences : 15 GHz pour les ondes longitudinales et 7.5 GHz pour les ondes transverses.

La fonction de directivité pour des ondes transverses, en tenant compte de la pénétration optique s'écrit :

$$f_T^{PO}(\theta) = j\beta \mathbf{k}_{L_i}(\theta) \cdot \mathbf{n}_{L_i}(\theta) \frac{R_{TL}(\theta)}{\beta + jk_1^{Lr}(\theta)}. \quad (1.36)$$

L'examen de la figure (1.16) permet de quantifier l'influence de la profondeur de la pénétration optique dans le matériau opaque sur les fonctions de directivité. Le diagramme de directivité pour les ondes longitudinales est représenté pour une fréquence  $f=15$  GHz. Le diagramme de directivité pour les ondes transverses est représenté pour une fréquence  $f=7.5$  GHz. Les figures (1.16(a)) et (1.16(b)) représentent donc des variations des diagrammes de directivité pour des longueurs d'ondes longitudinale et transverse sensiblement égales. Ces fréquences ont été spécifiquement choisies car elles correspondent aux hautes fréquences du spectre des signaux expérimentaux qui seront abordés dans la partie expérimentale de ce travail. Ces hautes fréquences correspondent aux plus petites longueurs d'ondes générées, qui sont les plus sensibles à l'influence de la pénétration optique.

L'intensité de l'onde électromagnétique incidente est la même pour chaque courbe de la figure (1.16). L'effet de la pénétration optique apparaît plus important sur la fonction de directivité longitudinale que sur la directivité transverse. Pour les ondes longitudinales, lorsque la distance de pénétration optique augmente, l'efficacité de génération est amoindrie et l'amplitude dans la

direction normale décroît. Plus la distance  $\zeta$  augmente, et plus l'amplitude a tendance à être répartie sur les ondes ayant de grands  $k_2$ , qui correspondent à des angles supérieurs à l'angle critique discuté précédemment.

Comme déjà constaté par de précédents travaux,<sup>30</sup> l'augmentation de la distance de pénétration optique a peu d'effet sur la directivité transverse. Les premiers lobes ne sont pas affectés. La direction préférentielle de génération pour laquelle l'amplitude est maximale ( $\approx 40^\circ$ ) ne change pas non plus, seules les composantes pour de grands  $k_2$  ont tendance à diminuer.

Pour les matériaux qui feront office de transducteurs dans la suite de ce travail, la profondeur de pénétration optique (quelques nm pour les métaux, voir tab. 1.1) est faible aux fréquences considérées. Les fonctions de directivité pour les fréquences auxquelles nous nous intéresserons dans la seconde partie du manuscrit seront donc proches de celles obtenues à l'aide du modèle quadripolaire sans pénétration optique. Cependant, pour la généralisation de l'étude, l'effet de la pénétration optique combiné à la prise en compte de la dimension latérale de la source en fonction de la fréquence est abordé dans la prochaine section.

#### 1.3.5 Prise en compte de la largeur de la source

Les diagrammes de directivité présentés jusqu'ici ont considéré une source rectiligne de largeur négligeable. Il a été mentionné en introduction de cette section que les directivités pour des sources ponctuelles et linéiques sans largeur sont égales. Nous présentons dans cette section comment la largeur de source pour une source rectiligne est prise en compte. Dans un premier temps, la pénétration optique sera considérée nulle. Nous considérerons ensuite la pénétration optique dans le titane (tab.1.1), et observerons l'effet de l'augmentation de la fréquence pour une largeur de source donnée. Nous effectuerons enfin un comparatif de l'influence de l'extension latérale de la source pour une focalisation linéique et pour une focalisation circulaire.

##### 1.3.5.1 Effet de la largeur de la source sur la directivité

La largeur de la source est prise en compte en convoluant la fonction de directivité associée à une source ponctuelle par le profil spatial de la source considérée. Or, les fonctions de directivité sont obtenues dans l'espace de Fourier (décomposition en ondes planes). Pour prendre en compte la dimension spatiale de la source, il convient donc de multiplier les expressions des directivités obtenues précédemment par la transformée de Fourier du profil spatial de la source. L'intensité

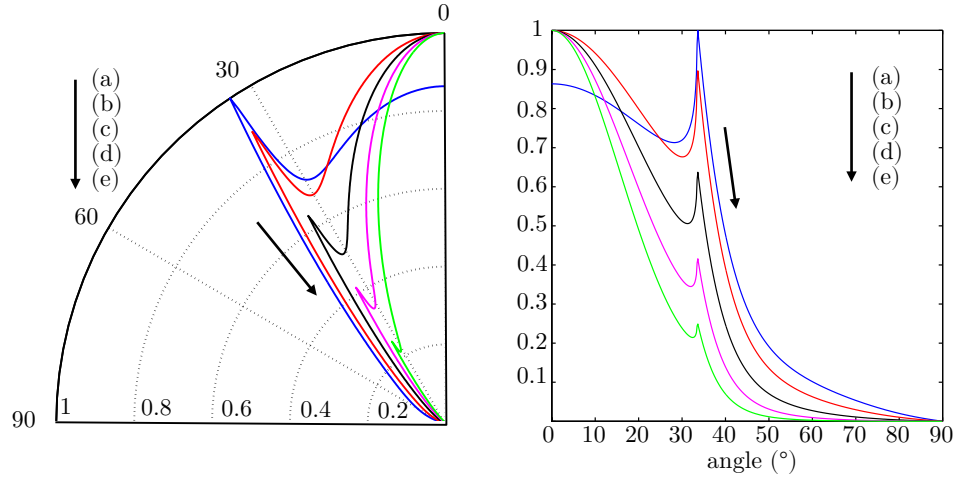


Fig. 1.17 – Variations des fonctions de directivité des ondes longitudinales pour différentes largeurs de source  $a$ . A gauche en coordonnées polaires, à droite en coordonnées cartésiennes. Les largeurs  $a$  sont (en nm) (a) 500; (b) 700; (c) 900; (d) 1100 et (e) 1300. La fréquence est égale à 6 GHz.

d'une source laser peut être modélisée par une distribution gaussienne. Pour une source rectiligne, la distribution spatiale de l'intensité selon  $x_2$  est donnée par :

$$G(x_2) = \frac{2}{a} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} e^{-\frac{4 \ln 2 x_2^2}{a^2}} \quad (1.37)$$

où  $a$  représente la largeur à mi-hauteur de la gaussienne. Cette largeur à mi-hauteur sera assimilée à la largeur de la source. La transformée de Fourier selon  $x_2$  de  $G$ , notée  $\tilde{G}$ , est donnée<sup>57</sup> par :

$$\tilde{G}(k_2) = e^{-\frac{1}{16 \ln 2} (k_2 a)^2}. \quad (1.38)$$

Afin de décrire l'effet de la largeur de la source  $a$ , les directivités longitudinale (fig. 1.17) et transverse (fig. 1.18) sont calculées pour une source laser située à l'interface entre le saphir et le titane rayonnant dans le titane, calculées au paragraphe précédent, pour différentes tailles de sources. Les valeurs de la taille de la source sont comprises entre 500 nm et 1300 nm. Les fréquences sont choisies afin d'obtenir des longueurs d'ondes longitudinale et transverse sensiblement égales. Les diagrammes sont tracés à une fréquence de 3 GHz pour les ondes transverses et de 6 GHz pour les ondes longitudinales. Ces fréquences sont représentatives du contenu fréquentiel des signaux qui ont été obtenus dans la partie expérimentale de ce travail et qui seront présentés ultérieurement.

L'augmentation de la largeur de la source a tendance à rendre les diagrammes de directivité des ondes longitudinales (fig. 1.17) plus directifs vers la direction normale à l'interface. En effet, plus la source est large, et plus l'amplitude des ondes ayant des vecteurs d'ondes obliques, de



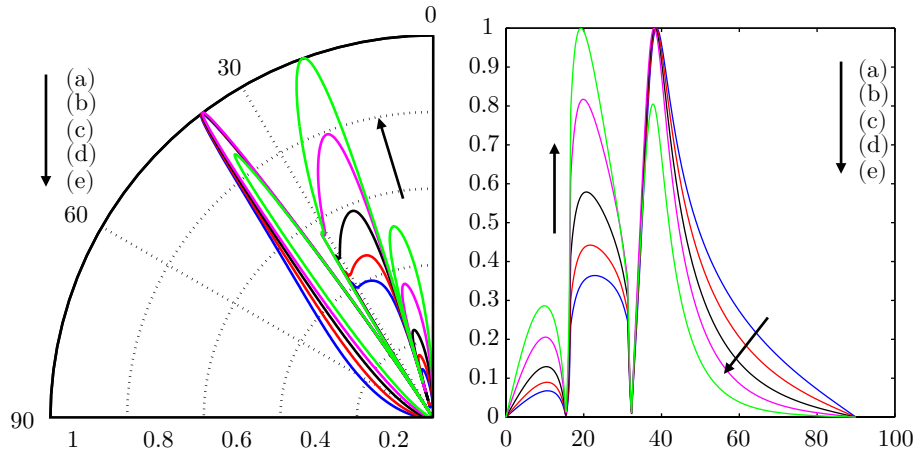


Fig. 1.18 – Variations des fonctions de directivité des ondes transverses pour différentes largeurs de source *a*. A gauche en coordonnées polaires, à droite en coordonnées cartésiennes. Les largeurs *a* sont (en nm) (a) 500; (b) 700; (c) 900; (d) 1100 et (e) 1300. La fréquence est égale à 3 GHz.

grandes valeurs de  $k_2$ , a tendance à diminuer. Cependant la position de l'angle critique à  $33,49^\circ$ , discuté précédemment dans la section 1.3.3, est toujours marquée.

En ce qui concerne les ondes de cisaillement, l'augmentation de la largeur de la source a tendance à favoriser les lobes les plus proches de la direction normale. Cependant l'existence de ces lobes et leurs positions sont maintenues. Sur la figure (1.18), on observe notamment que pour des largeurs de source jusqu'à 1300 nm, le rayonnement reste privilégié pour un angle d'environ  $40^\circ$ .

Ces résultats illustrent que l'augmentation de l'extension latérale de la source diminue l'effet de diffraction. Elle agit comme un filtre sur le spectre spatial généré. En extrapolant ces résultats pour les ondes longitudinales, ceci rejoint les considérations présentées en début de chapitre, pour une largeur de source considérée comme infinie au regard de la géométrie de l'échantillon, seuls les vecteurs d'ondes normaux à l'interface ( $k_2 = 0$ ) sont générés.

### 1.3.5.2 Prise en compte de la pénétration optique et de la largeur de source

Après avoir pris en compte dans le calcul des fonctions de directivité la pénétration optique puis la dimension latérale de la source, nous allons maintenant observer l'influence de la fréquence pour une pénétration optique et une largeur de source données, pour les fonctions de directivité pour des ondes de compression et de cisaillement pour une source située à l'interface titane/saphir et pour une pénétration optique de 20 nm, rayonnant dans le titane, pour une largeur de source égale à 1000 nm et des fréquences allant de 5 à 25 GHz pour les ondes longitudinales, et de 3 à 11 GHz pour les ondes de cisaillement. Nous pouvons observer

que l'augmentation de la fréquence tend à privilégier la génération d'ondes dans la direction normale à la surface de l'échantillon, quelque soit la polarisation de l'onde considérée. Pour les ondes longitudinales et pour des fréquences supérieures à 15 GHz, sur la figure (1.19(a)), il n'est plus possible de distinguer la discontinuité sur l'amplitude liée à l'angle critique. De même, pour les ondes de cisaillement, au delà de 7 GHz, l'amplitude des ondes générées est bien plus forte pour des angles peu importants. Nous constatons également que l'effet de la pénétration optique, qui privilégie la génération pour les grands  $k_2$ , est totalement lissé et amoindri par l'effet de la largeur de la source. Ceci est l'illustration de l'importance de la prise en compte de la dimension latérale de la source dans les diagrammes de directivité, dans le domaine de fréquence auquel on s'intéressera dans la partie expérimentale.

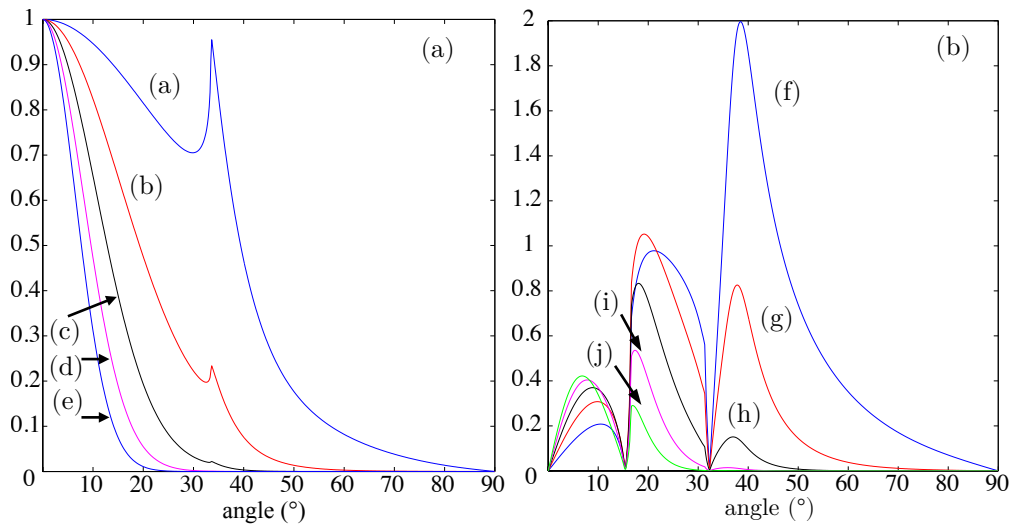


Fig. 1.19 – (a) Influence de l'augmentation de la fréquence sur la fonction de directivité pour des ondes longitudinales pour une largeur de source  $a = 1000$  nm et une pénétration optique  $\zeta = 20$  nm. Fréquences (en GHz) : (a) 5; (b) 10; (c) 15; (d) 20; (e) 25. (b) Pour des ondes transverses, fréquences (en GHz) : (f) 3; (g) 5; (h) 7; (i) 9; (j) 11.

### 1.3.5.3 Focalisation linéique et circulaire de la source laser

La rayonnement d'une source ponctuelle est équivalent à celui d'une source rectiligne lorsqu'elles sont considérées sans largeur.<sup>40</sup> Lorsque l'on considère une source de largeur non nulle, la focalisation ponctuelle devient alors circulaire. Perton a montré dans sa thèse,<sup>32</sup> en discutant les résultats proposés par Aussel<sup>45</sup> pour la prise en compte de la largeur de source, que le terme correctif pour considérer l'extension latérale de la source dans le cas d'une focalisation circulaire diffère de celui utilisé pour une focalisation rectiligne.

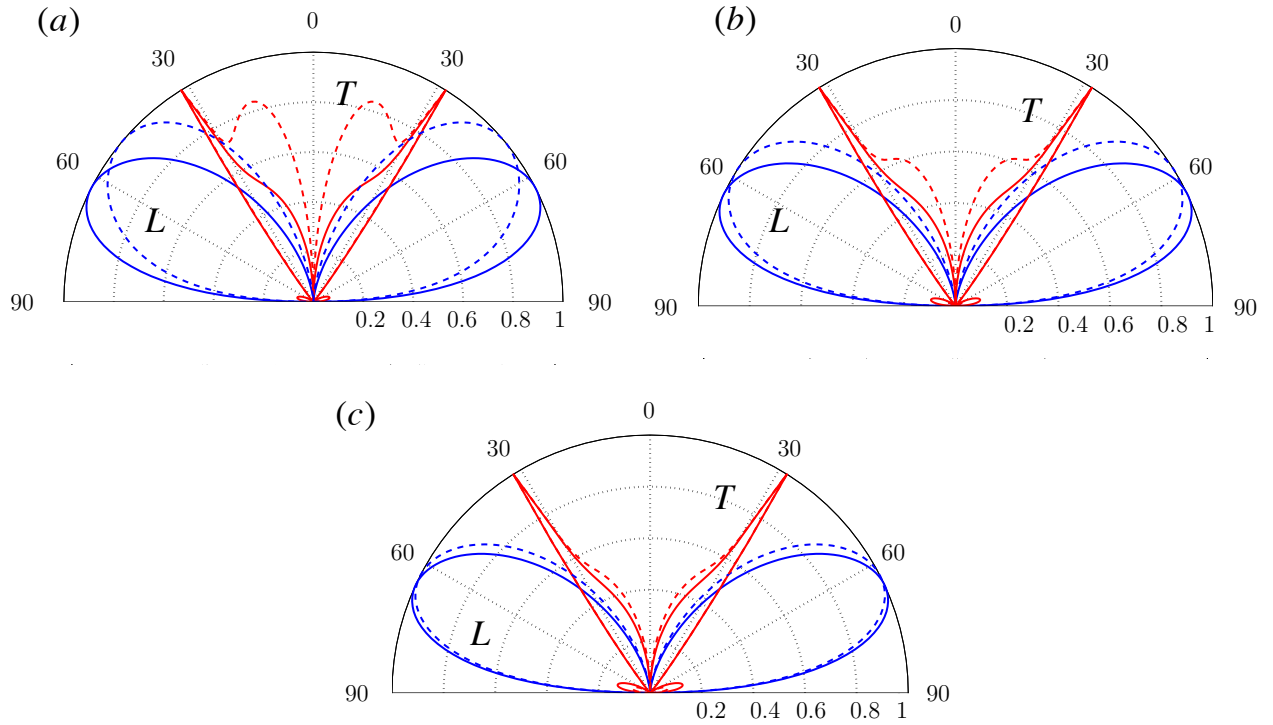


Fig. 1.20 – Fonctions de directivités longitudinale ( $L$ ) et transverse ( $T$ ) pour une focalisation linéique (trait plein) et circulaire (pointillé) dans un demi-espace d'aluminium dont la surface est libre. Rapports  $a/\lambda_L$  : (a) 2; (b) 1,5; (c) 1.

Nous présentons ici un comparatif de l'effet de ces deux différentes focalisations sur les fonctions de directivité pour un demi-espace libre, pour plusieurs rapports entre la largeur de source  $a$  et  $\lambda_L$ , la longueur d'onde de l'onde longitudinale.

L'observation de la figure (1.20) fait apparaître que pour une même largeur de source, la focalisation circulaire augmente la directivité pour des angles proches de la direction normale à la surface de l'échantillon. L'effet est d'autant plus important que la source est large devant la longueur d'onde considérée. Notamment, les directions privilégiées du rayonnement sont peu affectées lorsque le rapport  $a/\lambda_L$  tend vers 1 comme le montre la figure (1.20 (c)). A titre de comparaison avec le paragraphe précédent, les rapports entre largeur de source et longueur d'onde considérés dans les résultats présentés sur les figures (1.17) et (1.18) varient entre 0,49 et 1,28. On peut donc conclure que dans cette gamme de fréquence et pour ces largeurs de source considérées, la différence entre la focalisation circulaire et la focalisation rectiligne est peu importante. Les calculs théoriques qui seront confrontés aux simulations numériques et aux expériences présentées dans la suite du manuscrit considéreront une focalisation rectiligne.

## Conclusion

Dans cette section, l'expression des fonctions de directivité pour une source surfacique linéique a été établie à l'aide du théorème de réciprocité. Dans ce cadre, les fonctions de directivité ont été exprimées au moyen des coefficients de réflexion. La répartition dans l'espace des amplitudes engendrées pour les ondes longitudinales et de cisaillement a été identifiée pour un demi-espace libre ainsi que pour un demi-espace chargé par un autre demi-espace transparent. L'influence de la pénétration optique de la source dans le milieu opaque a été évaluée. Il s'avère que les fonctions de directivité calculées en prenant en compte la pénétration optique sont peu modifiées par rapport à celles calculées à l'aide du modèle quadripolaire, lorsque l'on considère des matériaux opaques ayant une faible longueur de pénétration optique devant la longueur d'onde considérée, tels que les métaux. De plus, l'influence de la largeur de la source sur la directivité a été mise en évidence et se révèle être un paramètre déterminant pour la génération de vecteurs d'ondes obliques par diffraction. Bien que réduisant l'effet de la diffraction, il reste néanmoins possible de générer des vecteurs d'ondes obliques même pour des sources dont la largeur est de l'ordre du micron, dans le domaine de fréquences que nous avons considéré.

## 1.4 Génération d'ondes transverses par synthèse de fronts plans virtuels (FPV)

Nous présentons dans cette partie la méthode utilisée pour étudier des ondes transverses dans des couches minces isotropes. Cette méthode tire profit de la linéarité physique des phénomènes mis en jeu qui autorisent la synthèse en post traitement des signaux qui auraient été mesuré si une onde plane s'était propagée. On appellera dans la suite cette méthode synthèse de fronts plans virtuels (FPV). L'utilisation de réseaux de transducteurs<sup>58</sup> auxquels on impose des lois de retard pour focaliser des ondes en certains points spécifiques de l'échantillon est bien connue en acoustique ultrasonore. La synthèse de fronts plans a notamment été utilisée en géophysique pour la caractérisation de couches sédimentaires.<sup>18</sup> Les auteurs de cet article font le parallèle entre cette méthode et la transformée de Radon.<sup>59</sup> Enfin, cette technique est également utilisée en acoustique médicale, dans le domaine de l'élastographie,<sup>60</sup> où deux fronts d'ondes transverses sont créés en déplaçant une source à une vitesse supersonique dans un milieu biologique. Ces deux fronts d'ondes sont construits par la somme des ondes transverses successivement générés lors du déplacement de la source qui interfèrent entre elles formant un cône de Mach. L'angle entre ces deux fronts d'onde est proportionnel au rapport entre la célérité des ondes transverses et la vitesse de la source, le nombre de Mach.

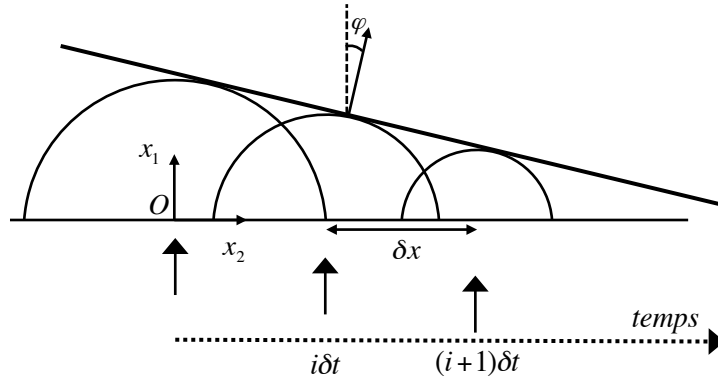


Fig. 1.21 – Principe de la synthèse de front : la somme de chaque source individuelle forme un front plan. Le retard linéaire entre les sources contrôle l'angle  $\varphi$  entre le vecteur d'onde du front plan et la normale à l'échantillon.

### 1.4.1 Principe de la méthode

C'est la diffraction d'une onde à l'intérieur d'un matériau qui est à l'origine de l'élargissement du spectre spatial engendré dans celui-ci. Dès lors que le spectre spatial généré n'est pas limité à  $k_2 = 0$ , il peut être intéressant d'exploiter ce spectre élargi et de réaliser un filtre spatiotemporel permettant de sélectionner les zones spectrales d'intérêt. Ces zones sont notamment identifiées au regard de la répartition spatiale des ondes générées évoquée dans la section précédente. D'autre part, d'un point de vue expérimental, les signaux temporels peuvent s'avérer difficile à analyser en présence de diffraction. Le rapport signal/bruit peut également être un facteur limitant pour l'analyse des ondes détectées. C'est pour dépasser ces limitations et pour exploiter l'élargissement spectral issu de la diffraction que nous proposons d'utiliser la méthode de synthèse de fronts plans virtuels.

D'après le principe de Huygens Fresnel<sup>61</sup> un front d'onde plan peut être approximé par la somme d'ondelettes sphériques (fig. 1.21). C'est sur ce principe qu'est basée la synthèse de fronts plans virtuels<sup>c</sup> que nous présentons ici. L'idée est de reconstruire un front plan en sommant plusieurs signaux diffractés. Cette méthode est inspirée des travaux initiés lors de la thèse de Reverdy,<sup>62</sup> elle se résume ainsi :

- on réalise une cartographie de l'échantillon en  $2N_0 + 1$  points alignés le long de l'axe  $\mathbf{x}_2$ , situés de part et d'autre de l'axe  $(O, \mathbf{x}_1)$ . Ces signaux notés  $s_i(t)$  ( $i \in \llbracket -N_0, N_0 \rrbracket$ ) sont appelés "signaux individuels". Chaque point correspond à un certain décalage spatial  $i\delta x$  entre la pompe et la sonde lorsque la mesure est faite en réflexion,

c. Nous précisons ici qu'une somme de champs sphériques constitue un front cône, un front plan réel étant obtenu par une somme de champs cylindriques. Pour plus de simplicité, nous utiliserons la dénomination "Front Plan Virtuel" dans toute la suite du manuscrit alors que les sources seront ponctuelles et non linéiques dans les simulations du chapitre 3 et dans les expériences du chapitre 4.

- on somme ces signaux individuels pour obtenir un FPV. L'orientation de ce FPV est pilotée par un retard  $\delta t$  imposé en post traitement entre chaque signal.

C'est la somme des signaux individuels, assimilables aux ondelettes sphériques, qui crée un front d'onde virtuel plan et homogène à l'intérieur de l'échantillon. Le signal synthétisé a pour expression :

$$S(t) = \sum_{i=-N_0}^{N_0} s_i(t + i\delta t). \quad (1.39)$$

Les équations de diffusion et de propagation étant considérées linéaires, le front d'onde ainsi formé est celui qui aurait été généré si un réseau de sources ponctuelles avait été utilisé. Pour un retard  $\delta t$  nul, toutes les sources éclairent en même temps l'échantillon et alors la surface d'onde du front plan virtuel généré est parallèle à l'interface. Si on applique un retard linéaire  $\delta t$  entre les sources, alors le vecteur d'onde du FPV fera un angle  $\varphi$  avec la normale à la surface de l'échantillon. Le FPV peut être vu comme une onde plane réfractée à l'interface vers l'intérieur de l'échantillon. Les lois de la réfraction imposent l'équiprojectivité des vecteurs d'onde sur l'interface. La vitesse de phase du FPV est notée  $v_p$ , où  $p$  peut représenter le mode longitudinal  $L$  ou transverse  $T$ . La projection de la lenteur du FPV sur l'interface est égale à celle d'une onde incidente fictive, dont la projection de la lenteur serait  $\delta t/\delta x$ . L'égalité des projections s'exprime :

$$\frac{\delta t}{\delta x} = \frac{\sin(\varphi)}{v_p}. \quad (1.40)$$

Il est possible d'illustrer cette relation autrement, d'un point de vue géométrique, en examinant le trajet parcouru par le FPV pendant l'intervalle de temps  $\delta t$ . Sur la figure (1.22), le FPV est représenté à un instant  $t + \delta t$ . Le point  $B$  appartient au FPV à l'instant  $t$ , les points  $A$  et  $C$  appartiennent au FPV à l'instant  $t + \delta t$ . En effet, chaque point source fait partie du FPV au moment où il commence à rayonner. Les points  $A$  et  $B$  sont séparés par la distance  $\delta x$ . La distance parcourue entre  $B$  et  $C$  est égale à  $v_p \delta t$ . On retrouve que l'angle  $\varphi$  est égal à l'angle  $\widehat{CAB}$ . Ainsi, en utilisant la trigonométrie dans le triangle  $ABC$ , on retrouve l'égalité (1.40).

La synthèse de fronts plan a déjà été utilisée pour retrouver les coefficients du tenseur d'élasticité de matériaux anisotropes en régime nanoseconde.<sup>63</sup> Les constantes d'élasticité ont été retrouvées grâce à l'identification des vitesses de phase dans les FPV synthétisés pour différentes directions. Elle a permis également, en utilisant le même procédé, l'identification des coefficients du tenseur d'élasticité d'une couche mince d'or en acoustique picoseconde.<sup>64</sup> Son extension à des structures cylindriques a également permis la mesure des coefficients d'élasticité de cylindres fortement anisotropes.<sup>65</sup>

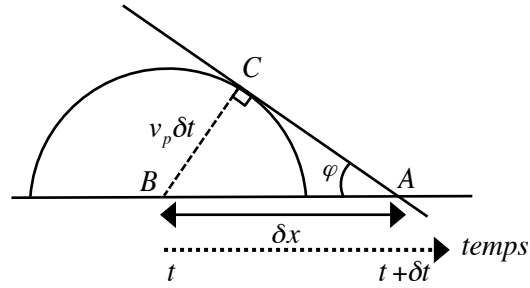


Fig. 1.22 – Représentation du chemin parcouru par le front plan à une vitesse de phase  $v_p$  pendant un temps  $\delta t$ .

### 1.4.2 Sélection du mode synthétisé

Dès qu'un retard  $\delta t$  entre les sources est imposé, la nature de l'onde susceptible de se propager est conditionnée par la lenteur de l'onde fictive incidente  $\delta t/\delta x$  (fig. 1.23). Pour un pas  $\delta x$  donné, modifier la valeur du retard imposé entre les sources revient à imposer la valeur de  $k_2$ , la projection du vecteur d'onde sur l'interface. En utilisant les courbes de lenteur, de la même manière qu'expliqué dans la section sur les fonctions de directivité, il est possible de connaître les ondes susceptibles de se propager par construction graphique. Le projeté du vecteur d'onde "réfracté" à l'intérieur de l'échantillon indique quels modes peuvent se propager dans le matériau. En contrôlant la lenteur  $\delta t/\delta x$ , il est ainsi possible de sélectionner le mode propagatif. Sur la figure (1.23), lorsque la projection de la lenteur de l'onde fictive  $\delta t/\delta x$  est inférieure à la lenteur de l'onde longitudinale (et donc à la lenteur de l'onde transverse), alors les modes longitudinaux et transverses peuvent être synthétisés. Lorsque la lenteur de l'onde fictive incidente est comprise entre la lenteur de l'onde longitudinale et la lenteur de l'onde transverse, alors seule l'onde transverse sera synthétisée. Il faut donc que la célérité  $\delta x/\delta t$  soit supérieure à la célérité des ondes transverses et inférieure à la célérité longitudinale pour générer des signaux uniquement relatifs au mode transverse. Cette technique de post-traitement est donc aussi un filtre spatiotemporel modal.

La synthèse de FPV donne donc la possibilité de sélectionner le mode propagatif. Il est possible de synthétiser des signaux contenant des informations acoustiques uniquement relatives au mode transverse. Ceci permet de s'affranchir des problèmes liés à l'identification des événements acoustiques dans des signaux diffractés individuels. De plus, la possibilité de concentration de l'énergie dans une direction donnée est un atout majeur. En effet, au regard de la forme des diagrammes de directivité des ondes de cisaillement, le rayonnement des ondes transverses est limité à une petite plage angulaire. Il apparaît donc nécessaire pour sélectionner les régions d'in-

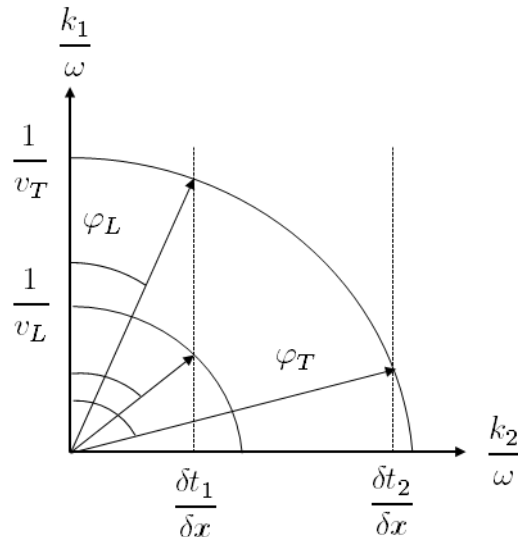


Fig. 1.23 – Représentation des vecteurs d'ondes générés en fonction de la lenteur de la source. Si  $\delta t_1/\delta x < 1/v_L$  les modes longitudinaux et transverses sont synthétisés. Si  $1/v_L < \delta t_2/\delta x < 1/v_T$ , seul le mode de polarisation transversale est synthétisé.

têrêt d'avoir la possibilité de sélectionner l'obliquité du vecteur d'onde synthétisé, et de pouvoir imposer un  $k_2$  sur l'interface, comme le permet la synthèse de fronts plans virtuels.

## 1.5 Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons tout d'abord discuté brièvement les mécanismes optoacoustiques mis en jeu lors de la génération d'ondes en acoustique picoseconde. L'état de l'art sur la génération d'ondes transverses GHz a été présenté plus particulièrement lors d'un inventaire bibliographique. Nous avons exposé les deux principales méthodes expérimentales en vue de la génération d'ondes de cisaillement à hautes fréquences : l'une consistant en l'utilisation de transducteurs anisotropes désorientés, l'autre, qui sera la voie poursuivie dans la suite de ce travail, consiste en la génération de vecteurs d'ondes obliques par effet de diffraction.

L'utilisation de la diffraction a amené à la présentation des outils utiles à l'interprétation des signaux expérimentaux qui seront exposés dans la suite de ce manuscrit. Les fonctions de directivité longitudinale et transverse pour un demi-espace élastique isotrope libre ont été établies en utilisant le principe de réciprocité. De la même manière, les diagrammes de directivité pour une source située à l'interface entre deux matériaux isotropes, dont l'un est transparent, ont été discutés. L'influence des coefficients de réflexion à l'interface entre les deux milieux sur la forme des fonctions de directivité longitudinales et transverses a été mise en évidence. Des paramètres relatifs à la modélisation du laser pompe comme source acoustique ont été pris en compte. L'influence de la pénétration optique puis de la largeur de source ont été discutées pour des



fréquences de l'ordre de quelques GHz mises en lumière dans la suite de ce travail. La première n'a que peu d'effet sur les diagrammes de directivité car les matériaux que nous allons considérer sont opaques, dotés d'une faible pénétration optique. La largeur de source a été prise en compte dans le calcul des diagrammes de rayonnement, en multipliant ceux-ci avec la transformée de Fourier du profil spatial de la source. Il résulte de cette étude que la directivité peut être affectée assez conséquemment si l'extension latérale de la source devient beaucoup plus importante que la longueur d'onde étudiée. Il reste cependant une direction privilégiée de rayonnement des ondes transverses. Pour être dans les meilleures conditions possibles et profiter pleinement de l'effet de diffraction, il est nécessaire de pouvoir réduire au maximum la largeur de la source.

L'établissement de ces diagrammes de directivité a permis d'identifier la répartition spatiale des ondes générées en régime thermoélastique. Il peut être intéressant dès lors d'en tirer profit en sélectionnant une direction de rayonnement particulière. C'est pourquoi une méthode de traitement de ces signaux, la synthèse de fronts plans virtuels, a été présentée en fin de ce chapitre. Celle-ci agit comme un filtre spatiotemporel et permet d'imposer en post-traitement une valeur du projeté du vecteur d'onde sur l'interface  $k_2$  et de sélectionner préférentiellement un mode propagatif. Cette méthode sera utilisée pour l'analyse des signaux expérimentaux présentés dans la suite de ce manuscrit.

Après avoir mis en place les outils pour la prédiction de la répartition spatiale de l'énergie ainsi que pour le traitement des signaux, nous allons maintenant étudier les différentes configurations expérimentales possibles pour sonder les propriétés transverses des matériaux en acoustique picoseconde, en appliquant la méthode décrite dans ce chapitre.

## Chapitre 2

# Configurations expérimentales

A l'aide de l'application du principe de réciprocité, nous avons mis à jour le lien entre le rayonnement de sources situées à une interface et les coefficients de réflexion à cette interface. La répartition spatiale de l'amplitude des déplacements générés par une source à l'interface entre deux milieux dépend de ces coefficients de réflexion. La mesure de ces déplacements est donc source d'information sur les propriétés mécaniques de ces deux milieux. Afin de préparer l'étude expérimentale menée dans la suite de ce travail, nous présentons maintenant les différentes configurations expérimentales envisageables pour sonder les propriétés transverses d'un milieu, c'est à dire toutes les positions possibles relatives des lasers pompe et sonde vis-à-vis du transducteur et du milieu à sonder. La sensibilité de chacune de ces configurations par rapport aux propriétés transverses du milieu transparent déposé sur le transducteur sera étudiée.

Les mesures en transmission et réflexion ont déjà été abordées lors de la synthèse bibliographique sur la génération d'ondes transverses au chapitre précédent (cf. section 1.2), nous proposons ici d'en faire un bref rappel. On appellera la surface de génération sur laquelle est focalisée la pompe *face avant*, la *face arrière* étant celle opposée à la face avant. Si la pompe et la sonde sont focalisées de part et d'autre du matériau transducteur alors la mesure est en *transmission*. Le premier écho acoustique détecté temporellement parcourt une fois l'épaisseur de l'échantillon. Au contraire, si la sonde est focalisée sur la même face que la pompe, alors la mesure est dite en *réflexion*, les surfaces de génération et de détection sont alors confondues. L'écho détecté a d'abord été réfléchi sur la face arrière avant d'être détecté sur la face avant. C'est la position relative de la sonde par rapport à la pompe sur l'échantillon qui détermine le contenu acoustique des signaux détectés.

Dès lors, le signal acoustique acquis lors d'une mesure expérimentale dépend de plusieurs facteurs, que nous allons ici détailler. Nous traiterons d'abord les configurations pour des mesures en transmission, puis les mesures en réflexion. L'analyse de l'information extraite de ces diffé-

rentes configurations nous amènera à choisir la configuration expérimentale la plus judicieuse. Comme nous le verrons lors de la présentation des résultats expérimentaux, c'est la composante normale du déplacement qui est en jeu ici. En préambule, nous établirons donc l'expression du déplacement normal à une interface engendré par une onde incidente.

## 2.1 Déplacement normal induit par une onde incidente à une interface

La génération optoacoustique ainsi que les outils nécessaires pour comprendre la répartition spatiale des ondes générées dans le transducteur ont été présentés dans le chapitre précédent. Dans la suite de ce chapitre, on appellera *fonction de génération* cette répartition spatiale de l'amplitude des déplacements générés par la source. Les expressions des fonctions de génération données au chapitre 1 décrivent le rayonnement à l'intérieur d'un demi-espace élastique. Dans notre étude, le transducteur considéré est une couche mince de titane reposant sur un demi-espace de saphir. Le laser sonde, qui détecte la perturbation mécanique engendrée par la pompe dans le transducteur, est focalisé sur une interface. Cette interface peut être la surface libre du titane, l'interface titane/saphir ou encore l'interface entre le titane et un milieu transparent dont on cherchera à connaître les propriétés. La sonde détecte donc des déplacements normaux à une interface, et ceux-ci sont par conséquent différents de ceux décrits par les fonctions de génération abordées au premier chapitre. L'expression du déplacement à une interface engendré par une onde incidente implique les déplacements liés à l'onde incidente ainsi que ceux liés aux ondes réfléchies ou évanescentes à cette interface, tandis que l'expression du déplacement engendré par la fonction de génération dans un demi-espace n'implique pas d'ondes réfléchies. Pour traduire cette différence entre la fonction de génération et les signaux détectés par la sonde, nous introduirons la notion de *fonction de détection*, qui exprime la composante normale du déplacement engendré par une onde incidente à une interface et détectée à cette même interface.

Nous allons maintenant déterminer l'amplitude de la fonction de détection, en considérant une onde incidente longitudinale, puis pour une onde transverse, dans le cas où le déplacement est sondé à une surface libre. Le parallèle sera fait entre le déplacement normal engendré par l'interaction de cette onde avec la surface libre et la formulation du problème réciproque qui avait été considérée au chapitre 1 pour établir la fonction de directivité en régime d'ablation. Nous généraliserons ensuite ce calcul pour le cas du déplacement normal mesuré à l'interface entre un milieu opaque et un milieu transparent.

### 2.1.1 Déplacement normal engendré par une onde incidente à la surface d'un demi-espace libre

Nous allons maintenant détailler le calcul de la composante normale du déplacement engendré à la surface libre d'un demi-espace élastique pour une onde de polarisation longitudinale incidente obliquement, puis pour une onde transverse. Le détail du calcul analytique complet est disponible dans l'annexe A.

#### 2.1.1.1 Onde incidente de polarisation longitudinale

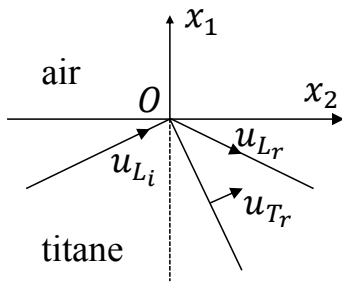


Fig. 2.1 – Réflexion d'une onde incidente longitudinale sur une surface libre. Les polarisations associées aux ondes de polarisation longitudinale et transverse sont représentées.

Le déplacement engendré par une onde de polarisation longitudinale incidente obliquement sur une surface libre a été discuté dans le premier chapitre, il est décrit par l'équation (1.12). Pour tout point appartenant à la surface d'un demi-espace élastique libre, ce déplacement s'écrit, en reprenant les notations du chapitre 1 :

$$\mathbf{u}_L = \mathbf{u}_{L_i} + \mathbf{u}_{L_r} + \mathbf{u}_{T_r}. \quad (2.1)$$

Ce problème à trois ondes est illustré sur la figure (2.1). On peut écrire la composante normale de ce déplacement, en fonction de l'angle d'incidence  $\theta_{L_i}$  :

$$\begin{aligned} u_{x_1}^L &= u_{x_1}^{L_i} + u_{x_1}^{L_r} + u_{x_1}^{T_r} \\ &= U_{L_i} n_1^{L_i} + U_{L_r} n_1^{L_r} + U_{T_r} n_1^{T_r} \\ &= U_{L_i} \cos(\theta_{L_i}) - U_{L_r} \cos(\theta_{L_r}) + U_{T_r} \sin(\theta_{T_r}), \end{aligned} \quad (2.2)$$

où les angles de réflexion  $\theta_{L_r}$  et  $\theta_{T_r}$  s'obtiennent par l'application des lois de Descartes à l'interface. En reprenant les expressions des coefficients de réflexion définis par les équations (1.14(a)) et (1.14(b)), en rappelant que  $\theta_{L_i} = \theta_{L_r}$ , l'expression du déplacement (2.2) devient :

$$u_{x_1}^L = U_{L_i} [(1 - R_{LL}) \cos(\theta_{L_i}) + R_{LT} \sin(\theta_{T_r})]. \quad (2.3)$$

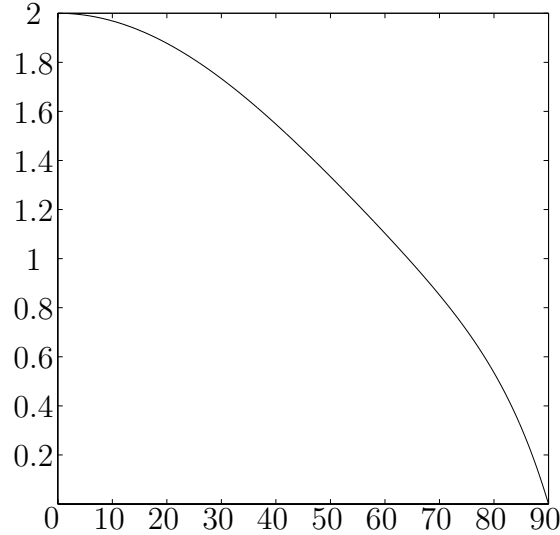


Fig. 2.2 – Amplitude du déplacement normal à la surface libre normalisée par l’amplitude de l’onde incidente longitudinale, en fonction de l’angle d’incidence.

Ce déplacement est représenté sur la figure (2.2), normalisé par l’amplitude de l’onde incidente. En se remémorant les considérations à propos des problèmes direct et réciproque dans le cas de la modélisation du régime d’ablation, on peut comparer ce déplacement normal à la fonction de directivité en ablation pour des ondes longitudinales (éq. 1.21(a)). En effet, comme il a été abordé dans la section 1.3.1.4, l’excitation considérée dans le régime d’ablation est une force normale à la surface du demi-espace libre, dirigée selon l’axe  $(O, \mathbf{x}_1)$ . Dans ce cas, le problème direct est alors la recherche de l’amplitude du déplacement lié au passage des ondes longitudinales engendrées par cette force pour toutes les directions à l’intérieur du demi-espace. L’expression de l’amplitude de ce déplacement  $u_L^M$  (éq. 1.10) indique que celle-ci est proportionnelle au produit scalaire  $\mathbf{u}(O) \cdot \mathbf{F}^O$  entre le déplacement  $\mathbf{u}(O)$ , appartenant au problème réciproque, et la force excitatrice  $\mathbf{F}^O$ , appartenant au problème direct, le point  $O$  appartenant à la surface libre. Or, comme dans le cas du régime d’ablation cette force excitatrice  $\mathbf{F}^O$  est orientée selon  $\mathbf{x}_1$ , le déplacement recherché est donc proportionnel au projeté sur l’axe  $\mathbf{x}_1$  du déplacement  $\mathbf{u}(O)$  de la surface libre. Autrement dit, le déplacement recherché dans le problème direct, calculé par la fonction de directivité pour une source en ablation, est proportionnel à la composante normale du déplacement  $\mathbf{u}(O)$  engendré dans le problème réciproque à la surface du demi-espace. On remarquera notamment que l’expression (2.2) est semblable à l’expression (1.21(a)). Nous avons donc montré que le déplacement normal engendré par une onde de polarisation longitudinale à la surface d’un demi-espace libre est exactement de la même forme que le déplacement calculé par la fonction de directivité pour une source en ablation pour des ondes longitudinales.

Pour connaître la composante normale détectée du déplacement engendré à une surface libre par une onde incidente longitudinale, il faut donc multiplier les fonctions de génération par la fonction de directivité pour une source d'ablation pour des ondes longitudinales. En conséquence, cette fonction sera désormais appelée fonction de détection, et sera notée  $f_{det,L}$ .

### 2.1.1.2 Onde incidente de polarisation transversale

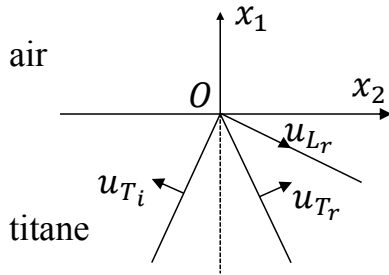


Fig. 2.3 – Réflexion d'une onde incidente transversale sur une surface libre. Les polarisations associées aux ondes de polarisation transversale et longitudinale sont représentées.

Nous allons ici exprimer le déplacement engendré à la surface libre par une onde de polarisation transversale incidente obliquement. Ceci a été discuté dans le premier chapitre, il est décrit par l'équation (1.17). Pour tout point appartenant à la surface d'un demi-espace élastique libre, ce déplacement s'écrit :

$$\mathbf{u}_T = \mathbf{u}_{T_i} + \mathbf{u}_{T_r} + \mathbf{u}_{L_r}. \quad (2.4)$$

Ce problème est illustré sur la figure (2.3). On peut écrire la composante normale de ce déplacement, en fonction de l'angle d'incidence  $\theta_{T_i}$  :

$$\begin{aligned} u_{x_1}^T &= u_{x_1}^{T_i} + u_{x_1}^{T_r} + u_{x_1}^{L_r} \\ &= U_{T_i} n_1^{T_i} + U_{T_r} n_1^{T_r} + U_{L_r} n_1^{L_r} \\ &= U_{T_i} \sin(\theta_{T_i}) + U_{T_r} \sin(\theta_{T_r}) - U_{L_r} \cos(\theta_{L_r}) \end{aligned} \quad (2.5)$$

où l'angle  $\theta_{L_r}$  est obtenu par l'application des lois de Descartes. En utilisant les coefficients de réflexion définis par les équations (1.18(a)) et (1.18(b)), et comme  $\theta_{T_i} = \theta_{T_r}$ , le déplacement (2.5) devient :

$$u_{x_1}^T = U_{T_i} [(1 + R_{TT}) \sin(\theta_{T_i}) - R_{TL} \cos(\theta_{L_r})]. \quad (2.6)$$

Ce déplacement est représenté sur la figure (2.4), normalisé par l'amplitude de l'onde incidente. On peut ici étendre le raisonnement effectué dans la section précédente pour mettre en parallèle ce déplacement normal sondé à l'interface pour une onde incidente transversale et la modélisation du régime d'ablation pour des ondes transverses (éq. 1.21(b)). Dans ce cas, le

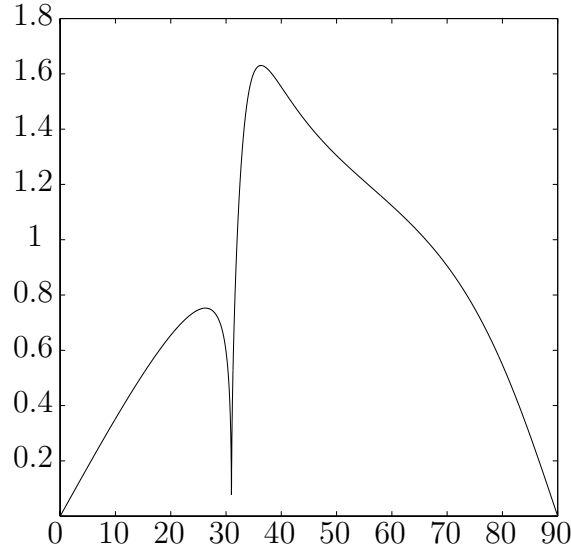


Fig. 2.4 – Amplitude du déplacement normal à la surface libre normalisée par l’amplitude de l’onde incidente transverse.

problème direct est alors la recherche de l’amplitude du déplacement lié au passage des ondes transverses engendrées par la force excitatrice normale à l’interface pour toutes les directions à l’intérieur du demi-espace. L’expression de l’amplitude du déplacement  $u_T^M$  (éq.1.11) indique que celle-ci est proportionnelle au produit scalaire  $\mathbf{u}(O) \cdot \mathbf{F}^O$  entre le déplacement  $\mathbf{u}(O)$ , appartenant au problème réciproque, et la force excitatrice  $\mathbf{F}^O$ , appartenant au problème direct, le point  $O$  appartenant à la surface libre. L’amplitude du déplacement recherchée dans le problème direct, calculée par la fonction de directivité pour une source d’ablation est, comme dans le cas précédent, proportionnelle à la composante normale du déplacement  $\mathbf{u}(O)$  engendré dans le problème réciproque à la surface du demi-espace. On pourra remarquer que l’expression (2.5) est semblable à l’expression (1.21(b)). Pour connaître la composante normale détectée du déplacement engendré à une surface libre par une onde incidente transverse, il faut donc multiplier les fonctions de directivité par la fonction de directivité pour une source d’ablation pour des ondes transverses.

Les fonctions de détection seront désormais notées  $f_{det,L}$  pour exprimer la composante normale du déplacement à la surface libre relatif à une onde longitudinale incidente et  $f_{det,T}$  pour celui lié à une onde transverse incidente.

### 2.1.2 Calcul du déplacement normal engendré par une onde incidente à l’interface entre deux demi-espaces, dont l’un est transparent

Le calcul précédent est maintenant étendu au cas où le demi-espace est chargé par un demi-espace transparent. Nous considérons deux matériaux  $A$  et  $B$  où  $A$  est le matériau opaque et

$B$  le milieu transparent. En considérant une onde longitudinale incidente dans  $A$ , pour obtenir le déplacement normal engendré à l'interface  $A/B$ , il faudra multiplier l'amplitude de l'onde incidente par le terme

$$f_{det,L}^{A/B} = (1 - R_{LL}^{A/B}) \cos(\theta_{L_i}) + R_{LT}^{A/B} \sin(\theta_{L_r}). \quad (2.7)$$

Dans le cas d'une onde incidente transverse dans  $A$ , afin d'obtenir le déplacement normal à l'interface entre les deux matériaux il faudra multiplier par le terme

$$f_{det,T}^{A/B} = (1 + R_{TT}^{A/B}) \sin(\theta_{T_i}) - R_{TL}^{A/B} \cos(\theta_{L_r}). \quad (2.8)$$

L'expression de la fonction de détection du déplacement normal à l'interface entre deux matériaux est de la même forme pour un demi-espace libre et pour un demi-espace chargé par un milieu transparent. Les expressions (2.1) et (1.17) sont toujours applicables pour exprimer le déplacement engendré par le passage d'une onde à une interface entre deux milieux, les seuls paramètres qui diffèrent sont les coefficients de réflexion aux interfaces  $R_{LL}^{A/B}$ ,  $R_{LT}^{A/B}$ ,  $R_{TT}^{A/B}$  et  $R_{TL}^{A/B}$ .

Nous allons maintenant observer l'influence des propriétés mécaniques du milieu transparent sur la détection du déplacement normal à une interface entre un milieu opaque et un milieu transparent.

### 2.1.2.1 Influence des propriétés mécaniques du milieu transparent sur le déplacement normal sondé à l'interface

Nous rappelons tout d'abord que lorsque la source laser est située à l'interface entre deux milieux dont l'un est transparent, les propriétés de la couche transparente influent sur le rayonnement<sup>52</sup> dans le milieu opaque, ce point a été abordé dans le chapitre 1. Les propriétés mécaniques du milieu transparent, les vitesses de propagation des ondes et sa masse volumique, déterminent les variations du coefficient de réflexion à l'interface entre le milieu transparent et le milieu opaque. Ces coefficients de réflexion interviennent dans l'expression des fonctions de génération, et donc, les propriétés mécaniques de la couche transparente influent directement sur la fonction de génération.

De manière équivalente, nous donnons ici un aperçu de l'influence de la couche transparente sur la composante normale du déplacement détecté à l'interface entre un milieu opaque et cette couche transparente. La différence avec le cas de la surface libre, est qu'ici l'onde incidente dans le milieu opaque peut être réfléchié mais également réfractée dans le milieu transparent.



Nous considérerons deux exemples liés à la géométrie de notre échantillon. Dans un premier temps le déplacement sondé à l'interface titane/saphir sera observé. Nous observerons ensuite le déplacement normal détecté à une interface entre le titane et le milieu à sonder. Nous considérerons le titane chargé par du glycérol, la comparaison sera faite avec le cas où le demi-espace est libre. Les propriétés physiques<sup>a</sup> utilisées dans le calcul des coefficients de réflexion pour le glycérol<sup>66</sup> sont  $v_L^{gly}=2900$  m/s ,  $v_T^{gly}=1290$  m/s et  $\rho^{gly}=1260$  kg m<sup>-3</sup>.

### Déplacement normal sondé à l'interface titane/saphir

La figure (2.5) illustre l'amplitude de la composante normale du déplacement à l'interface titane/saphir engendré par une onde incidente longitudinale (2.5(a)), ou transverse (2.5(b)). Le déplacement illustré est normalisé par l'amplitude de l'onde incidente. Ces courbes représentent donc l'amplitude des expressions (2.2) et (2.5).

Pour une onde incidente longitudinale, la discontinuité dans le déplacement normal sondé à l'interface titane/saphir correspond à un angle critique, déjà évoqué pour le cas de la fonction de directivité pour des ondes longitudinales pour une source quadripolaire située à l'interface titane/saphir, sa valeur est égale à  $\arcsin(v_L^{ti}/v_L^{sap})$ . Au-delà de cet angle (fig. 1.14), les ondes incidentes longitudinales dans le titane sont transmises dans le saphir uniquement par conversion de mode à l'interface. L'impédance du saphir étant supérieure à celle du titane le déplacement de l'interface est plus faible que dans le cas où le titane est libre. En effet plus l'impédance de la couche transparente augmente, et plus le déplacement normal de l'interface est faible. En imaginant une impédance très importante pour le milieu de transmission, alors la rupture d'impédance entre le titane et la couche transparente serait telle que l'onde incidente ne pourrait pas se propager dans le milieu de transmission, et le déplacement à l'interface serait nul, la paroi étant alors considérée comme fixe. Au contraire, dans le cas où le coefficient de réflexion est nul, c'est à dire dans le cas où les deux matériaux sont d'impédance égales, le déplacement normalisé est alors égal à 1, traduisant la présence de l'amplitude de l'onde incidente seulement, totalement transmise.

La fonction de détection à l'interface titane/saphir pour une onde incidente transverse, (fig. (2.5(b))), présente plus d'angles critiques que pour une onde incidente longitudinale. Nous rappelons que ces angles critiques sont listés dans le tableau (1.2). L'amplitude maximale est relevée pour un angle d'environ 40°. Nous constatons que la plus favorable des configurations envisagées sur la figure (2.5(b)) pour la détection de déplacement normal engendré par l'onde transverse

---

a. Le coefficient de réflexion à l'interface titane/glycérol est calculé en faisant l'hypothèse d'une interface solide/solide, ceci est justifié dans la section 3.2.3.1.

incidente correspond au cas où le titane est chargé par du saphir. Cet argument tend à privilégier une détection à l'interface titane/saphir.

### Comparaison entre des déplacements normaux sondés à la surface libre du titane et à l'interface titane/glycérol

Nous abordons maintenant le cas où la couche de titane est chargée par du glycérol. Cette configuration est comparée avec le cas où le demi-espace de titane est libre, pour identifier l'influence du glycérol sur la composante normale du déplacement sondé à l'interface titane/glycérol.

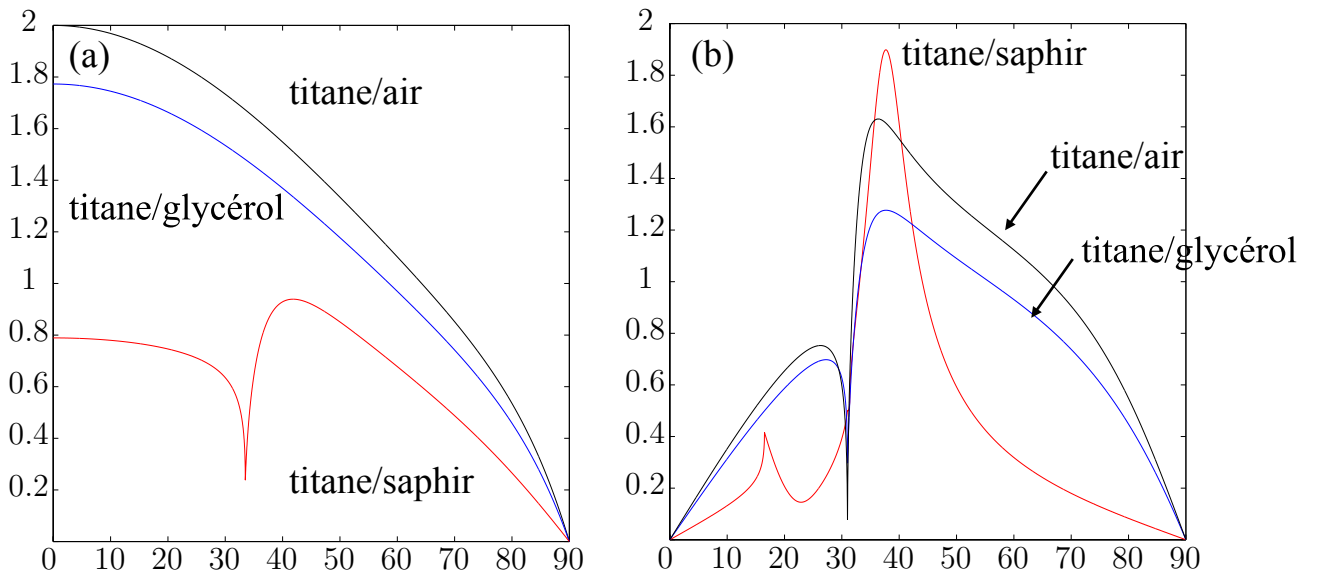


Fig. 2.5 – Amplitude du déplacement normal normalisé par l'amplitude de l'onde incidente pour trois configurations différentes de chargement du titane. (a)  $f_{det,L}$  pour des ondes incidentes longitudinales. (b)  $f_{det,T}$  pour ondes incidentes transverses.

La figure (2.5(a)) indique que le déplacement normal détecté pour une onde longitudinale incidente est plus important lorsque le demi-espace élastique n'est pas chargé. Pour une incidence normale, dans le cas du demi-espace libre, il y a réflexion totale de l'onde incidente. L'amplitude de l'onde incidente s'ajoute alors à celle de l'onde réfléchie, ces deux ondes sont en phase, c'est la raison pour laquelle l'amplitude du déplacement normal à l'interface est égale à 2. Le déplacement normal pour une configuration titane/air et celui pour une interface titane/glycérol ont la même allure. Ces deux configurations ne présentent pas d'angle critique car  $v_L^{ti} > v_L^{gly}$ . L'évolution des coefficients de réflexion  $R_{LL}^{ti/gly}$  et  $R_{LT}^{ti/gly}$  en fonction de l'angle d'incidence est donc comparable à celles de  $R_{LL}^{ti/air}$  et  $R_{LT}^{ti/air}$  pour une interface titane/air. Cependant, pour une

interface titane/glycérol, l'onde incidente peut être transmise dans le glycérol, et par conséquent l'onde réfléchi est d'amplitude moindre que celle réfléchi pour une interface titane/air.

La figure (2.5(b)) présente le déplacement normal engendré à l'interface normalisé par l'amplitude de l'onde incidente transverse. Les configurations titane/air et titane/glycérol peuvent être analysées de la même manière que dans le cas d'une onde incidente longitudinale. L'allure du déplacement normal est comparable dans les deux cas, avec une amplitude moindre dans le cas titane/glycérol. L'angle critique qui est présent sur ces deux configurations est celui au delà duquel l'onde transversale incidente dans le titane ne peut plus être réfléchi avec conversion de mode, sa valeur est égale à  $\arcsin(v_T^{ti}/v_L^{ti})$ . Cet angle ne dépend donc pas du milieu transparent. Les différences d'amplitude sont dues aux différentes valeurs de  $R_{TL}$  et  $R_{TT}$  dans chaque configuration.

Maintenant que nous avons établi quelles étaient les composantes normales des déplacement sondés aux interfaces dans les différents cas de chargement du transducteur, nous pouvons modéliser l'évolution des amplitudes des déplacements pour les différentes configurations possibles, en transmission et en réflexion.

## 2.2 Mesures en transmission

Lorsque la mesure est effectuée en transmission, les amplitudes des déplacements normaux  $u_{x_1}^{trans}$  qui sont sondées sur la face arrière à l'interface entre le titane et un matériau transparent  $m_2$ , qui pourra être soit le saphir soit le matériau à sonder, le glycérol ici, sont de la forme :

$$u_{x_1}^{ti/m_2} = f_{gen,n}^{ti/m_1} \times f_{det,n}^{ti/m_2} \quad (2.9)$$

où  $f_{gen,n}^{ti/m_1}$  est la fonction de génération pour une source située à l'interface entre le titane et le milieu transparent  $m_1$ . Elle correspond au rayonnement de la source à l'intérieur du titane. L'indice  $n$  peut représenter les ondes longitudinales ( $n = L$ ) ou les ondes transverses ( $n = T$ ). Les résultats qui seront présentés ici le sont pour une excitation de type thermoélastique sans prise en compte de la pénétration optique, pour une source de géométrie linéique dont l'extension latérale est infinitésimale. La prise en compte de la taille de la source n'affecte pas les conclusions qui seront tirées de ces analyses. Les mesures seront toujours présentées par couple de manière à pouvoir juger de l'influence du glycérol sur les déplacements calculés, dans un cas le transducteur est libre, dans l'autre le transducteur est chargé par du glycérol.

### 2.2.1 Modification de la fonction de détection

Les amplitudes calculées pour les deux configurations en transmission illustrées sur la figure (2.6) ne diffèrent que par leur fonction de détection. Les faisceaux pompe et sonde sont représentés par les lettres  $P$  et  $S$ . Dans le cas (a), le déplacement normal mesuré à la surface de détection est de la forme  $f_{gen}^{ti/sap} \times f_{det}^{ti/air}$ , et dans le cas (b), de la forme  $f_{gen}^{ti/sap} \times f_{det}^{ti/gly}$ . La figure (2.7) représente l'amplitude de ces déplacements normaux détectés pour des ondes incidentes longitudinales et transverses.

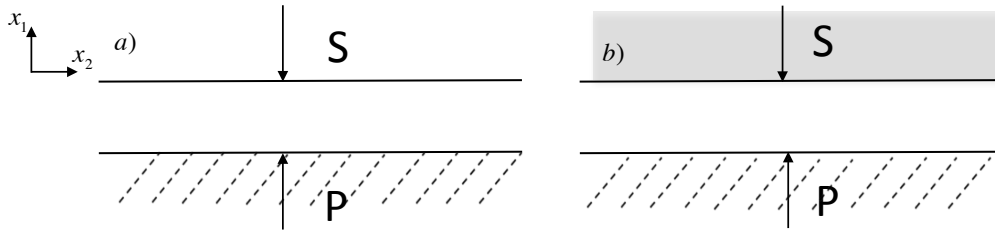


Fig. 2.6 – Mesure en transmission pour deux configurations. Configuration (a) : pompe focalisée à l'interface saphir/titane, sonde focalisée à l'interface titane/air. Configuration (b) : pompe focalisée à l'interface saphir/titane, sonde focalisée à l'interface titane/glycérol.

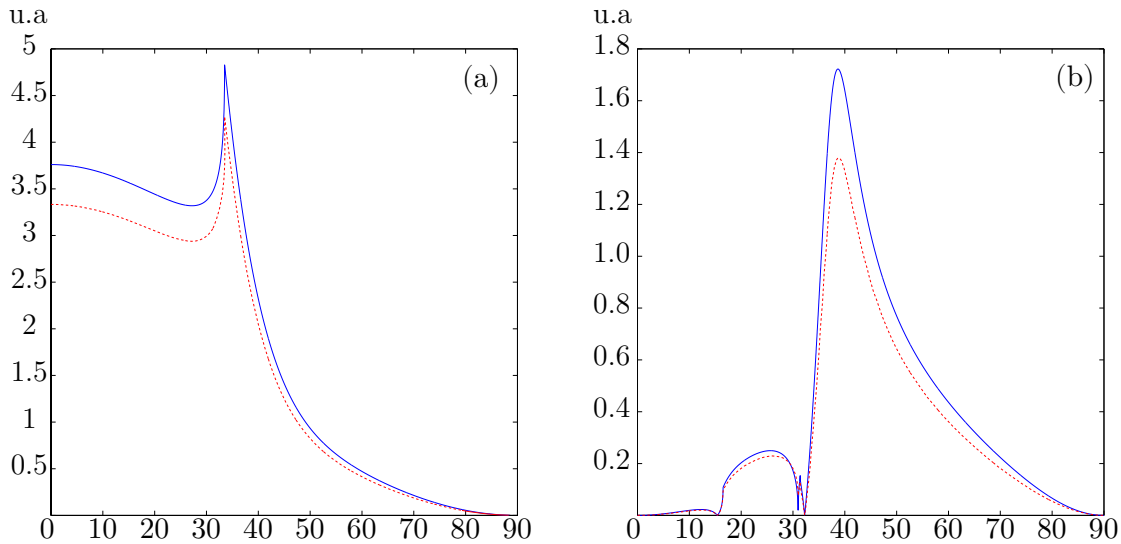


Fig. 2.7 – Comparaison des déplacements normaux engendrés par des ondes incidentes (a) longitudinales et (b) transverses détectés pour les cas illustrés (fig. 2.6). Trait plein : amplitudes pour la configuration (fig. 2.6(a)). En pointillés, pour la configuration (fig. 2.6(b)).

L'analyse de la figure (2.7) est comparable à celle de la figure (2.5) pour les cas titane/air et titane/glycérol. La seule différence étant que les déplacements normaux sont maintenant

multipliés par les fonctions de génération, c'est à dire les fonctions de directivité calculées au premier chapitre pour une source située à une interface titane/saphir. On retrouve la forme de la fonction de directivité pour la génération à l'interface titane/saphir (fig. 1.11) pour des ondes longitudinales avec la présence de l'angle critique aux alentours de  $33^\circ$ . Néanmoins, il existe une différence d'amplitude entre les deux configurations. Celle-ci s'explique par la possibilité de transmission de l'onde incidente dans le glycérol. La même remarque peut être faite sur les déplacements liés aux ondes transverses. Les allures des courbes sont équivalentes pour les deux configurations, mais l'amplitude est un peu moindre dans le cas où le titane est chargé par le glycérol. Nous pouvons noter sur la figure 2.7(b) que la fonction de détection pour des ondes incidentes transverses à l'interface titane/air ou titane/glycérol est plus complexe que celle pour des ondes incidentes longitudinales. De plus, la forme particulière de la fonction de génération révèle une direction de détection privilégiée, autour de  $40^\circ$  pour les ondes transverses.

La modification des fonctions de détection engendre une variation notable des déplacements normaux mesurés pour les ondes longitudinales et pour les ondes transverses. Cependant, cette fonction est une combinaison de plusieurs coefficients de réflexion (éqs. 2.7 et 2.8), et il peut être difficile d'attribuer la différence d'amplitude entre les deux configurations à l'un ou l'autre de ces coefficients, et ainsi la relier à un paramètre physique recherché, tel que la célérité des ondes transverses dans le glycérol.

### 2.2.2 Modification de la fonction de génération

Nous avons vu comment le chargement du transducteur pouvait affecter la fonction de détection. Nous allons maintenant voir comment la fonction de génération est affectée par la présence ou non d'une couche transparente. Les signaux qui seront enregistrés pour les deux mesures en transmission illustrées sur la figure (2.8) ne diffèrent que par leur fonction de génération, car les déplacements dans chacun des cas sont sondés à l'interface titane/saphir. Dans le cas (a), le signal mesuré est de la forme  $f_{gen}^{ti/air} \times f_{det}^{ti/sap}$ , et dans le cas (b), de la forme  $f_{gen}^{ti/gly} \times f_{det}^{ti/sap}$ .

L'influence des propriétés mécaniques de la couche transparente pour une fonction de génération à l'interface entre deux milieux dont l'un est transparent a été discutée au premier chapitre lors de la modélisation de la fonction de directivité pour une interface titane/saphir dans la section 1.3.2. L'examen de la figure (2.9) indique que la fonction de génération est affectée différemment par la présence ou non de glycérol pour les ondes longitudinales ou les ondes transverses.

Pour une incidence normale, la fonction mesurée n'est plus nulle dans le cas où le demi-espace est chargé. Cette observation avait déjà été faite pour la fonction de directivité à l'interface

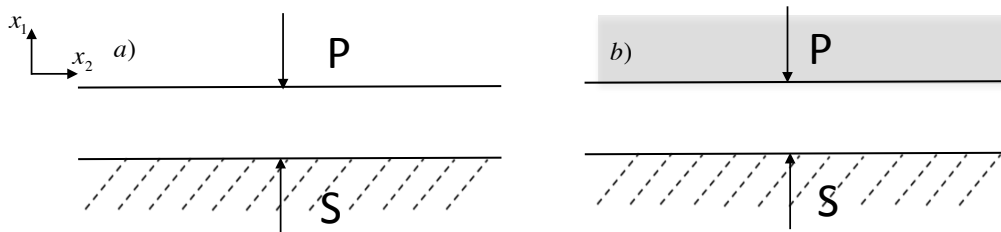


Fig. 2.8 – Mesure en transmission pour deux configurations. Configuration (a) : pompe focalisée à l'interface air/titane, sonde focalisée à l'interface titane/saphir. Configuration (b) : pompe focalisée à l'interface glycérol/titane, sonde focalisée à l'interface titane/saphir.

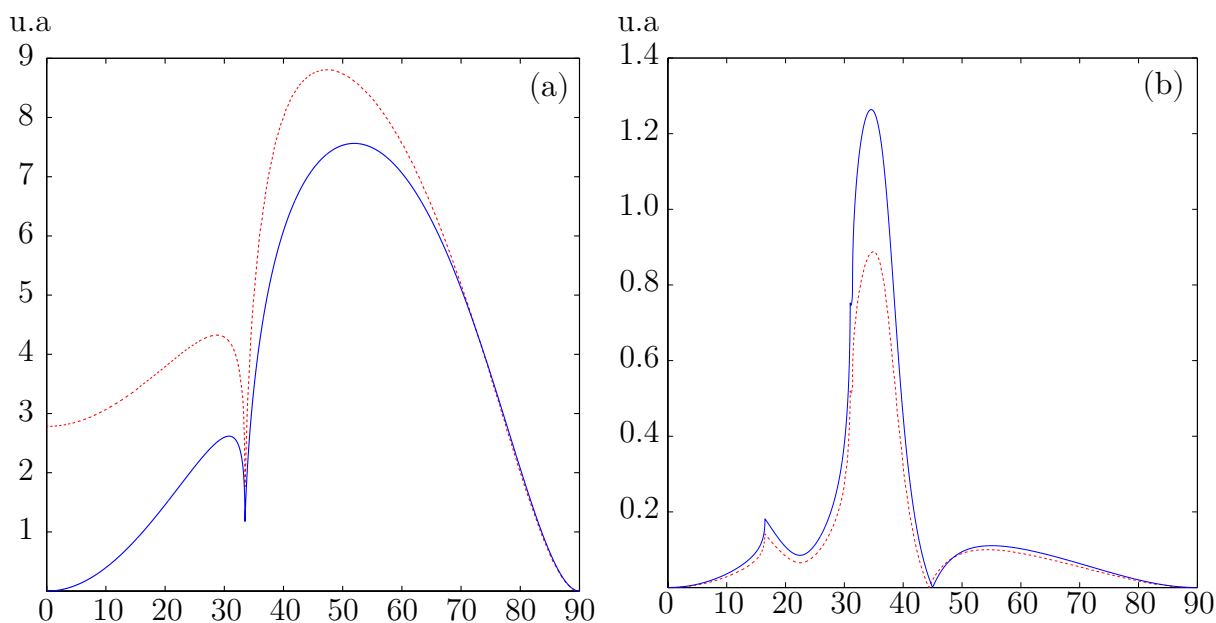


Fig. 2.9 – Comparaison des déplacements normaux engendrés par des ondes incidentes (a) longitudinales et (b) transverses détectés pour les cas illustrés (fig. 2.8). Trait plein : signaux pour la configuration (fig. 2.8(a)). En pointillés, pour la configuration (fig. 2.8(b)).

titane/saphir. La fonction de génération  $f_{gen}^{ti/gly}$  pour des ondes longitudinales, est proportionnelle à  $(1 + R_{LL}^{ti/gly})$ , ce qui explique pourquoi sa composante pour une incidence normale est non nulle. Celle-ci est directement liée au rapport des impédances entre le titane et le glycérol. On retrouve la présence de l'angle critique déjà discuté lors du paragraphe 2.1.2.1, commun aux deux cas (2.8(a)) et (2.8(b)), il est lié à la détection à l'interface titane/saphir. La présence de glycérol a tendance à augmenter l'amplitude des ondes longitudinales générées dans le titane.

A l'opposé, l'amplitude des ondes transverses générées a tendance à être plus faible dans le cas où le titane est chargé par le glycérol. La fonction de génération  $f_{gen}^{ti/gly}$  pour des ondes transverses, est directement proportionnelle à  $R_{TL}^{ti/gly}$ , et comme pour tout angle d'incidence on a

$R_{TL}^{ti/gly} < R_{TL}^{ti/air}$ , l'amplitude des ondes transverses générées dans le cas (2.8(b)) est plus faible que dans le cas (2.8(a)).

### Conclusion sur les mesures en transmission

Ces mesures en transmission permettent d'appréhender l'influence du glycérol sur les fonctions de génération  $f_{gen}$  et de détection  $f_{det}$  dans différentes configurations expérimentales. La fonction de détection pour des ondes longitudinales incidentes est liée à l'évolution de  $R_{LL}$  et  $R_{LT}$  (éq. 2.7). La fonction de détection pour des ondes transverses incidentes est liée à l'évolution de  $R_{TT}$  et  $R_{TL}$  (éq. 2.8). Il est donc difficile de connaître la contribution de chaque coefficient dans la modification des déplacements détectés. Pour la modélisation de la source laser considérée ici, la fonction de génération ne dépend que d'un coefficient ( $R_{LL}$  pour la fonction de génération pour des ondes longitudinales, et  $R_{TL}$  dans le cas des ondes transverses). Les configurations de la section 2.2.2 dans lesquelles le milieu à sonder influe sur la fonction de génération peuvent donc apporter une information plus directe que celles qui portent sur la modification de la fonction de détection.

Nous proposons d'étudier dans la prochaine section les informations extractibles lors de mesures en réflexion.

## 2.3 Mesures en réflexion

Lorsque la mesure est effectuée en réflexion, l'amplitude des déplacements normaux  $u_{x_1}^{ti/m}$  qui sont sondés sur la face avant à l'interface entre le titane et le milieu transparent  $m$  sont de la forme :

$$u_{x_1}^{ti/m} = f_{gen,L}^{ti/m} \times R_{LL} \times f_{det,L}^{ti/m} \quad (2.10)$$

où les indices  $L$  se rapportent aux ondes longitudinales pour les fonctions de génération et de détection. L'indice  $T$  se rapporte aux ondes transverses. Le coefficient de réflexion  $R_{LL}$  est lié à la face arrière sur laquelle est réfléchi l'onde engendrée par la fonction de génération. L'amplitude des composantes normales des déplacements mesurés à une interface pour les ondes transverses est donné par :

$$u_{x_1}^{ti/m} = f_{gen,T}^{ti/m} \times R_{TT} \times f_{det,T}^{ti/m} \cdot \quad (2.11)$$

Nous n'aborderons pas ici le cas où l'onde incidente est réfléchi avec conversion de mode, pour des raisons qui seront exposées lors de la présentation des résultats expérimentaux. C'est pourquoi dans ces formules seuls les coefficients de réflexion  $R_{LL}$  et  $R_{TT}$  interviennent. L'écho détecté a d'abord été réfléchi sur la face arrière avant d'être détecté sur la surface de génération,

il est donc porteur d'une information plus directement accessible sur le coefficients de réflexion que lors d'une mesure en transmission. Afin de sonder les propriétés mécaniques du glycérol, deux couples de mesures sont envisageables lorsque les mesures sont effectués en réflexion, ils sont illustrés sur les figures (2.10) et (2.12).

### 2.3.1 Modification de la fonction de génération et de la fonction de détection

La figure (2.10) présente le premier couple de mesures réalisable en réflexion. La pompe et la sonde sont focalisées sur la même surface, celle-là même qui sera libre ou chargée. En conséquence, les fonctions de génération et de détection seront toutes deux influencées par la présence du matériau transparent à sonder.

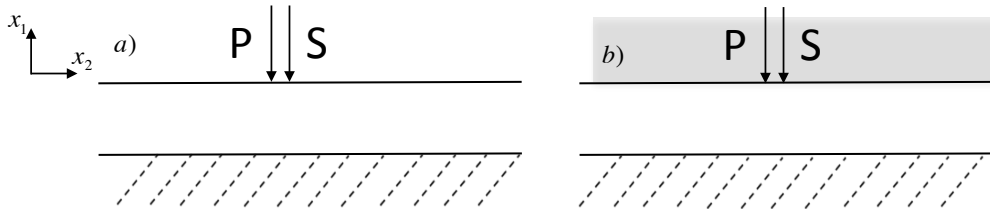


Fig. 2.10 – Configurations pour deux mesures en réflexion. Configuration (a) : pompe et sonde focalisées à l'interface air/titane. Configuration (b) : pompe et sonde focalisées à l'interface glycérol/titane.

La figure (2.11) illustre l'amplitude des déplacements normaux attendus pour des ondes longitudinales et transverses, mesurés dans les configurations représentées sur les figures (2.10(a)) et (2.10(b)).

Dès lors que deux paramètres sont affectés ( $f_{gen}$  et  $f_{det}$ ), on peut s'appuyer sur les mesures en transmission, moins complexes, pour l'analyse des déplacements normaux détectés en réflexion. Cette mesure fusionne les effets observés dans les cas présentés aux paragraphes 2.2.1 et 2.2.2, à savoir la modification de la fonction de génération et de la fonction de détection.

Pour l'analyse des déplacements liés aux ondes longitudinales, en s'appuyant sur les conclusions des paragraphes précédents (en transmission), on peut dire que les effets sont inverses en ce qui concerne la génération et la détection. L'ajout de glycérol est favorable pour la génération (fig. 2.9(a)), mais défavorable pour la détection (fig. 2.7(a)). Etant donné qu'ici, la génération et la détection se font à l'interface titane/glycérol, il est difficile de prévoir si l'ajout de glycérol est favorable ou non. Dans le cas présent (fig. 2.11), en réflexion, l'amplitude détectée des ondes longitudinales est plus importante dans le cas où la pompe et la sonde sont focalisées à l'interface titane/glycérol (fig. 2.10(b)) plutôt qu'à l'interface titane/air (fig. 2.10(a)).



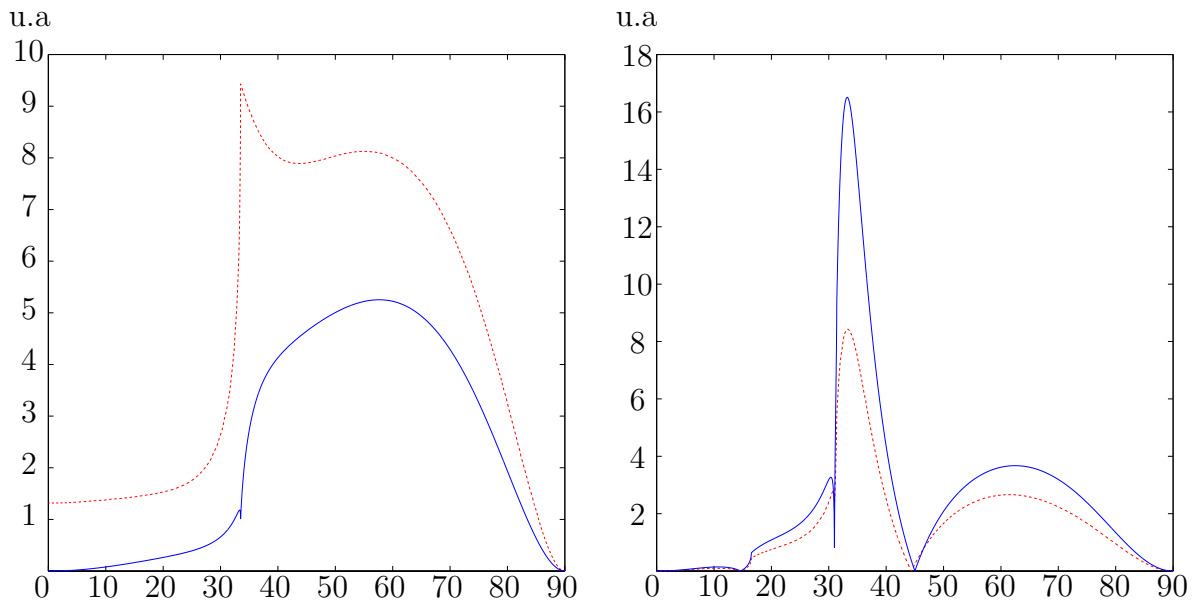


Fig. 2.11 – Comparaison des déplacements normaux engendrés par des ondes incidentes (a) longitudinales et (b) transverses détectés pour les cas illustrés (fig. 2.10). Trait plein : signaux pour la configuration (fig. 2.10(a)). En pointillés, pour la configuration (fig. 2.10(b)).

Dans le cas des déplacements normaux liés aux ondes transverses, on sait à la lumière des résultats de la section 2.2 que l'ajout de glycérol est défavorable à la fois pour la génération (fig. 2.9(b)), et pour la détection (fig. 2.7(b)). C'est pourquoi on peut aisément comprendre que l'amplitude des déplacements pour les ondes transverses liée à la configuration illustrée sur la figure (2.10(b)) soit inférieure à celle où le titane est libre.

Cependant, même si l'influence du glycérol est visible dans le cas des ondes incidentes longitudinales et transverses, le fait que la fonction de génération et la fonction de détection soient modifiées en même temps pose un problème dans l'identification des paramètres physiques du glycérol. En effet, en prenant pour exemple les ondes transverses, la fonction de génération dépend de  $R_{TL}$  tandis que la fonction de détection dépend à la fois de  $R_{TL}$  et  $R_{TT}$ . Il est donc difficile d'identifier quel paramètre influe directement dans l'allure des déplacements détectés.

Pour surmonter ce problème, nous proposons une dernière configuration en réflexion, afin de réduire les inconnues du système.

### 2.3.2 Mesure du coefficient de réflexion

La figure (2.12) présente le deuxième couple de mesures réalisable en réflexion. La pompe et la sonde sont dans les deux cas focalisées à l'interface saphir/titane. Le titane peut être libre (2.12(a)), ou chargé (2.12(b)). Les déplacements détectés pour des ondes incidentes longitudinales et transverses dans le cas (2.12(a)) sont de la forme :

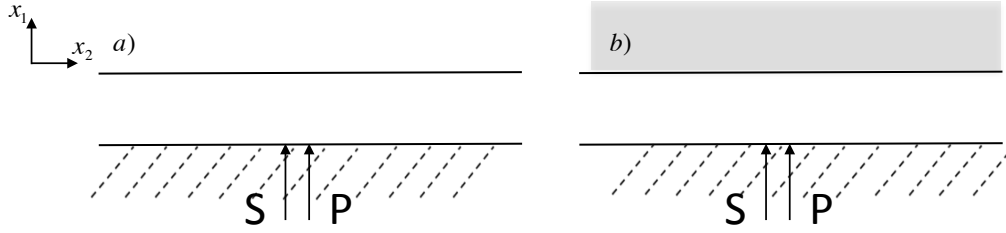


Fig. 2.12 – Configurations pour deux mesures du coefficient de réflexion, pour une interface titane/air (a) ou titane/glycérol (b). La pompe et la sonde sont focalisées à l'interface saphir/titane pour les deux configurations.

$$u_{x_1}^{ti/sap} = f_{gen,L}^{ti/sap} \times R_{LL}^{ti/air} \times f_{det,L}^{ti/sap}, \quad (2.12a)$$

$$u_{x_1}^{ti/sap} = f_{gen,T}^{ti/sap} \times R_{TT}^{ti/air} \times f_{det,T}^{ti/sap}, \quad (2.12b)$$

pour le cas où le titane est libre. Dans le cas (2.12(b)), la couche de titane est chargée, les déplacements normaux détectés pour des ondes incidentes longitudinales et transverses sont :

$$u_{x_1}^{ti/sap} = f_{gen,L}^{ti/sap} \times R_{LL}^{ti/gly} \times f_{det,L}^{ti/sap}, \quad (2.13a)$$

$$u_{x_1}^{ti/sap} = f_{gen,T}^{ti/sap} \times R_{TT}^{ti/gly} \times f_{det,T}^{ti/sap}. \quad (2.13b)$$

Ainsi, les fonctions de génération et de détection ne seront pas affectées par le chargement de la couche de titane par le glycérol. En faisant les rapports des signaux issus pour des configurations (2.12(b)) et (2.12(a)), les fonctions de génération et de détection se simplifient, et nous obtenons alors un rapport des coefficients de réflexion. En effet, en prenant l'exemple des ondes incidentes transverses, pour mesurer le rapport des coefficients de réflexion  $R_{TT}^{ti/gly} / R_{TT}^{ti/air}$  on effectue le rapport des expressions (2.13(b)) et (2.12(b)), ce qui permet la simplification des  $f_{gen,T}^{ti/sap}$  et  $f_{det,T}^{ti/sap}$ .

La figure (2.13) présente l'évolution des déplacements normaux calculés à la surface de détection pour les configurations illustrées sur la figure (2.12(b)). Nous allons maintenant l'analyser en s'appuyant sur les conclusions des configurations précédentes.

Pour une polarisation donnée, les fonctions de génération et de détection sont identiques dans les deux cas (éqs. 2.12(a) 2.12(b)). La forme du déplacement normal détecté en fonction de l'angle d'incidence dépend des fonctions  $f_{gen}^{ti/sap}$  et  $f_{det}^{ti/sap}$ , dont les allures ont déjà été discutées lors des sections précédentes. La forme des déplacements normaux induits par les ondes longitudinales représentés sur la figure (2.13(a)) pour une configuration titane/air est proche de celle où le

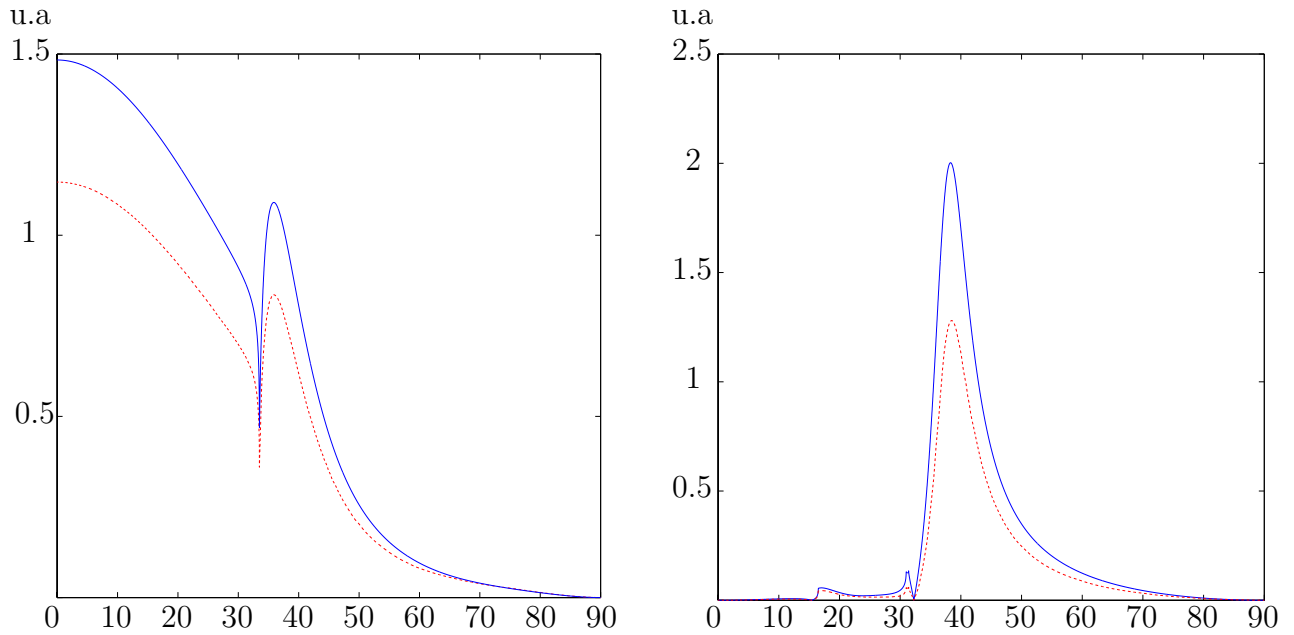


Fig. 2.13 – Comparaison des déplacements normaux engendrés par des ondes incidentes (a) longitudinales et (b) transverses détectés pour les cas illustrés (fig. 2.12). Trait plein : signaux pour la configuration (fig. 2.12(a)). En pointillés, pour la configuration (fig. 2.12(b)).

titane est chargé par du glycérol. La même observation peut être faite pour les ondes incidentes transverses, sur la figure (2.13(b)). Ceci est dû au fait que les coefficients de réflexion  $R_{LL}^{ti/air}$  et  $R_{LL}^{ti/gly}$  d'une part, et  $R_{TT}^{ti/air}$  et  $R_{TT}^{ti/gly}$  d'autre part ont des allures semblables. Cette mesure du coefficient de réflexion, même si elle n'est pas celle qui présente le plus de différences en amplitude pour les cas chargé et non chargé, présente néanmoins l'avantage d'être celle qui physiquement est la plus simple à analyser. La seule différence dans un couple de mesure sera déterminée par la variation du coefficient de réflexion  $R_{LL}$  ou  $R_{TT}$  en fonction du chargement. Nous pourrons donc ainsi, dans un problème inverse, étudier simplement la variation du coefficient de réflexion en vue de remonter aux propriétés mécaniques du matériau à sonder.

## 2.4 Conclusion

Ce chapitre a porté sur l'étude de diverses configurations expérimentales envisageables afin de sonder les propriétés mécaniques de matériaux transparents déposés sur un transducteur constitué d'une couche mince de titane sur un demi-espace de saphir. Etant donné que les mesures pour ces diverses configurations mettent en jeu la composante normale des déplacements sondés, nous avons d'abord explicité le déplacement normal à la surface libre d'un demi-espace engendré par le passage d'une onde de polarisation longitudinale ou transversale. Ceci a ensuite

été généralisé au cas du déplacement sondé à l'interface entre deux matériaux dont l'un est transparent. L'influence des propriétés mécaniques du milieu transparent chargeant la couche a été mis en évidence. Nous avons établi que l'amplitude des déplacements engendrés par le passage d'une onde transverse était plus importante pour une interface de détection titane/saphir.

Nous avons par la suite explicité les diverses configurations réalisables expérimentalement, et donné l'évolution de l'amplitude du déplacement normal en fonction de l'angle d'incidence théoriquement attendu dans chaque cas. La discussion menée sur les informations accessibles pour les diverses configurations a orienté notre choix sur la configuration permettant une mesure du coefficient de réflexion  $R_{TT}$ , par le biais d'une mesure en réflexion (fig. 2.12). Cette configuration expérimentale permet en théorie de s'affranchir des fonctions de génération et de détection puisqu'elles sont insensibles au chargement du transducteur par le glycérol.

Nous allons maintenant illustrer numériquement et expérimentalement de quelle manière le coefficient de réflexion peut être mesuré, à l'aide des considérations effectuées dans ce chapitre et de la méthode de post traitement abordée à la fin du chapitre 1, la synthèse de fronts plans virtuels.



## Chapitre 3

# Simulations numériques

Les outils théoriques présentés dans le chapitre 1 ont été mis à profit dans le chapitre 2 afin de choisir la configuration la plus favorable pour la mesure des propriétés transverses d'un fluide visqueux. La caractérisation de tels fluides a déjà été l'objet d'études en acoustique ultrasonore,<sup>67–71</sup> mais reste cependant plus rare pour des fréquences supérieures au GHz.<sup>66, 72, 73</sup>

Dans ce chapitre, nous allons mettre en oeuvre les outils numériques de post traitement évoqués dans le chapitre 1 et qui seront réutilisés dans le chapitre 4 pour la caractérisation expérimentale des propriétés transverses d'un milieu visqueux. Pour ce faire, la synthèse de fronts plans virtuels (FPV), qui a été présentée dans le premier chapitre, sera appliquée à des signaux de déplacement issus de simulations numériques. Ces simulations vont permettre d'exprimer le potentiel et de tester les possibilités offertes par la synthèse de FPV.

Nous allons dans un premier temps décrire succinctement les bases de la méthode utilisée pour le calcul du champ de déplacement. Ensuite, la synthèse de FPV sera appliquée à ces signaux numériques. Le traitement de signal appliqué à ces FPV sera explicité. Les informations extraites des traitements des FPV seront comparées avec les résultats théoriques introduits dans les deux premiers chapitres. Le cas de la configuration expérimentale retenue à la fin du chapitre 2 sera notamment détaillé.

### 3.1 Principe du calcul du champ de déplacement

La modélisation de l'interaction optoacoustique évoquée en introduction du chapitre 1 est unidimensionnelle, le champ de déplacement calculé ne dépendant que de la variable  $x_1$ . De plus, dans le modèle simplifié présenté, la diffusion thermique dans l'équation de la chaleur est négligée. L'utilisation de la diffraction de la source optoacoustique à l'intérieur du matériau considéré étant au coeur du travail proposé dans ce manuscrit, nous reprenons le modèle de calcul

de champ développé notamment dans les travaux de thèse de Méri<sup>74</sup> et Perton.<sup>32</sup> Le modèle utilisé dans ce qui suit prend en compte une diffusion thermique parabolique.<sup>75</sup> Un grand nombre de géométries ont été considérées pour les calculs : des multicouches opaques ou partiellement absorbants.<sup>33</sup> Cependant la source et le point de détection étaient situés à une surface libre. Nous ne reproduirons pas ici le détail des calculs qui se trouve dans les thèses précédentes. Notre apport ici consiste à considérer les ondes de volume engendrées par absorption à l'interface entre deux milieux, l'un transparent, l'autre absorbant, et à calculer le déplacement engendré en un point de cette interface. Les évolutions, relativement aux configurations de calcul considérées dans les thèses précédentes, sont explicitées dans l'annexe B.

L'équation d'ondes est réécrite à l'aide de tenseurs. La dilatation thermique et la rigidité ne sont plus représentées par des scalaires mais par des tenseurs. L'équation d'onde peut être alors mise sous forme d'un système à deux équations scalaires couplées dont les inconnues sont les composantes du champ de déplacement  $u_1$  et  $u_2$ . Pour faciliter la résolution, ces équations sont résolues dans le double espace de Fourier  $(\omega, k_2)$ . La solution générale de ces équations est alors exprimée comme la somme d'une solution particulière et d'une solution homogène, dont l'amplitude dépend des conditions mécaniques aux frontières. Une fois les solutions établies dans l'espace  $(\omega, k_2)$ , le champ de déplacement dans l'espace réel est obtenu en opérant une transformée de Fourier inverse numérique en temps et en espace. Cependant, la présence de pôles et de singularités nécessite de déformer le contour d'intégration dans le plan complexe afin d'éviter les erreurs numériques. C'est pourquoi l'on introduit la fréquence complexe<sup>76,77</sup>  $\omega^* = \omega - j\delta$ . Le champ de déplacement est finalement obtenu par l'expression :

$$\mathbf{u}(x_1, x_2, t) = \frac{e^{\delta t}}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{\mathbf{u}}(x_1, k_2, \omega - j\delta) e^{j(\omega t - k_2 x_2)} dk_2 d\omega. \quad (3.1)$$

Nous pouvons ici noter que le choix de la valeur du paramètre  $\delta$  est discuté par différents auteurs.<sup>35,77-79</sup>

Nous allons maintenant dans la section suivante simuler le champ de déplacement pour les configurations expérimentales décrites dans le chapitre 2, afin de pouvoir appliquer la synthèse de FPV à des ensembles de signaux calculés. Les propriétés mécaniques des matériaux utilisés pour les simulations correspondent à celles utilisées dans les chapitres précédents, (voir tab. (1.1)).

## 3.2 Synthèse de FPV pour des signaux calculés numériquement

### 3.2.1 Outil d'analyse des signaux synthétisés

La synthèse de fronts plans virtuels a été introduite à la fin du premier chapitre. Nous allons ici appliquer cette méthode aux signaux de déplacements simulés afin d'illustrer les possibilités offertes par cet outil numérique. Nous avons vu que la somme des déplacements individuels obtenus pour différentes positions  $x_2$  constitue un front plan virtuel dont l'angle  $\varphi$  avec la normale à la surface de l'échantillon est lié au décalage temporel  $\delta t$  introduit entre ces signaux. Lorsque le vecteur d'onde du FPV est orthogonal à la surface de l'échantillon,  $k_2$  est nul. Plus l'angle  $\varphi$  du vecteur d'onde du FPV avec la normale de l'échantillon augmente, et plus  $k_2$  augmente également. Ainsi, lorsque l'espacement entre les signaux  $\delta x$  est fixé, nous pouvons générer des FPV dont la composante  $k_2$  du vecteur d'onde est contrôlée en faisant varier le décalage temporel  $\delta t$  introduit entre chaque signal. Pour chaque FPV synthétisé, au moins deux informations peuvent être extraites :

- Le temps de vol de l'écho acoustique détecté, qui permet de déterminer les vitesses de phase associées, et ainsi les constantes d'élasticité du matériau sondé. Ce travail sur l'obtention des constantes d'élasticité trouve un intérêt particulier dans la caractérisation de matériaux anisotropes et a déjà été effectué notamment par Reverdy *et al.*,<sup>63,80</sup> et Perton *et al.*<sup>65</sup> Pour remonter au temps de vol et ainsi mesurer les vitesses de phase, il est nécessaire de connaître la distance parcourue par le FPV au sein de l'échantillon. Ce trajet est illustré sur la figure (3.1). Le temps d'arrivée d'un événement acoustique, lorsqu'il n'y a pas de conversion de mode, s'exprime par :

$$t_m = nh \frac{\cos(\varphi_m)}{v_m} \quad (3.2)$$

avec  $m = \{L, T\}$ , où les lettres  $L$  et  $T$  se rapportent aux modes longitudinaux et transverses, et  $h$  est l'épaisseur de l'échantillon. L'angle  $\varphi_m$  est représenté sur la figure (3.1), et  $n$  correspond au nombre de traversées du FPV à l'intérieur de l'échantillon. La vitesse  $v_m$  est celle relative au mode du FPV synthétisé.

- L'autre information disponible est l'amplitude de l'événement acoustique correspondant à ce temps de vol, qui informe sur la répartition spatiale de l'amplitude du déplacement engendré par la source laser au sein de l'échantillon.



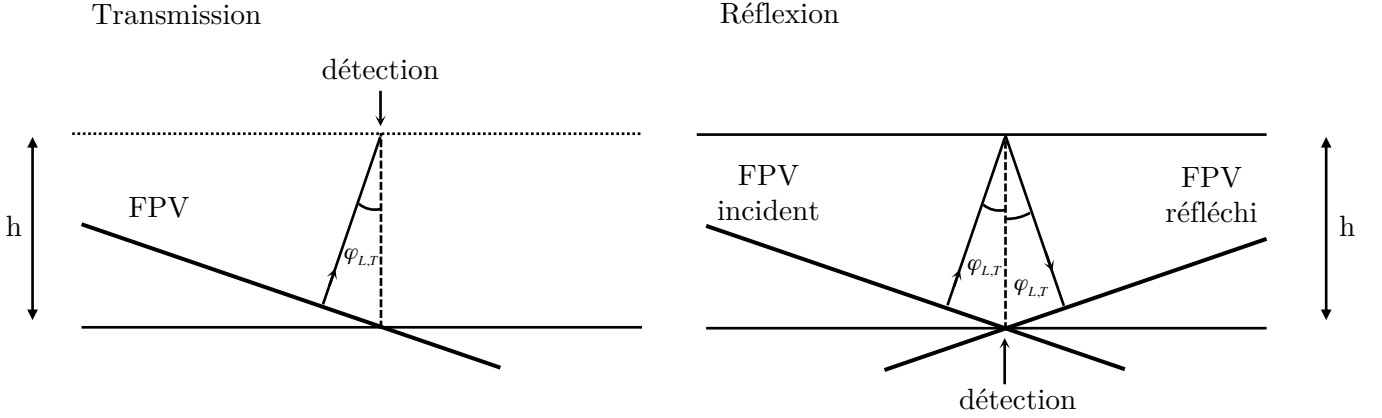


Fig. 3.1 – Distance parcourue par le FPV pour une configuration en transmission et en réflexion.

Afin d'obtenir ces deux informations, les FPV synthétisés sont analysés. Nous utilisons une analyse temps fréquence basée sur une transformée en ondelettes.<sup>81,82</sup> On la définit par :

$$\mathcal{W}_h(\tau, \alpha) = |\alpha|^{-\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) \psi^* \left( \frac{t - \tau}{\alpha} \right) dt. \quad (3.3)$$

Dans le cas présent,  $s(t)$  est le signal représentant l'évolution temporelle du FPV à analyser,  $\psi(t)$  est la fonction appelée ondelette mère et  $\psi^*(t)$  son conjugué. Le facteur  $\alpha$  permet de dilater ou de compresser la fonction  $\psi$  temporellement. L'équation (3.3) est un produit de convolution des fonctions  $s$  et  $\psi^*$ . Or, la transformée de Fourier d'une convolution de deux fonctions est un produit des transformées de Fourier de ces deux fonctions. Si nous définissons la transformée de Fourier comme :

$$\tilde{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt,$$

l'équation (3.3) peut s'écrire :

$$\mathcal{W}_h(\tau, \alpha) = \frac{1}{2\pi} |\alpha|^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{s}(\omega) \tilde{\psi}^*(\alpha\omega) e^{j\omega\tau} d\omega \quad (3.4)$$

faisant ainsi apparaître la transformée de Fourier inverse du produit des spectres du signal temporel à analyser et de l'ondelette mère.

L'évolution temporelle de chaque composante fréquentielle est étudiée en rendant cette ondelette analytique, afin de séparer les informations du signal relatives au module et à la phase. Une ondelette est rendue analytique en annulant sa transformée de Fourier pour les fréquences négatives,<sup>83</sup> et en doublant l'amplitude des fréquences positives. Le module de  $\mathcal{W}_h(\tau, \alpha)$  représente alors la distribution temps fréquence de la densité d'énergie du signal. Dans l'analyse présentée

par la suite, le signal synthétisé sera convolué avec une ondelette de Morlet.<sup>84</sup> La définition dans l'espace de Fourier de l'ondelette de Morlet est :

$$\tilde{\psi}(\omega) = e^{-\frac{\gamma^2}{2\omega_0^2}(\omega-\omega_0)^2}. \quad (3.5)$$

Cette ondelette centrée en  $\omega_0$  possède une enveloppe gaussienne de largeur  $4\omega_0/\gamma$  à  $1/e^2$ . Le nombre de cycle dans l'ondelette  $\gamma$  dans notre traitement est égal à 4.<sup>85</sup> C'est grâce à ce traitement en ondelettes que les informations seront extraites des fronts plans synthétisés. Ce travail est l'objet de la prochaine section.

### 3.2.2 Synthèse de fronts d'onde de volume

Afin de préparer les expériences, de tester la validité de la méthode et d'en exprimer les potentialités, nous allons maintenant appliquer la synthèse de FPV à des signaux numériques pour différentes configurations. Le premier exemple, le plus simple à analyser, est une mesure en transmission, dans le cas où la source laser est localisée à la surface libre d'un demi-espace de titane. Nous étudierons ensuite, pour une mesure en transmission, le cas où une couche mince de titane est chargée par un demi-espace transparent de saphir. Enfin, nous présenterons des résultats de simulations pour des mesures en réflexion, dans une configuration expérimentale identique à celle choisie dans le chapitre 2, présentée dans la section 2.3.2. Les propriétés des matériaux utilisés dans les simulations qui seront présentées dans la suite sont disponibles dans le tableau (1.1).

#### 3.2.2.1 Configuration en transmission dans un demi-espace de titane dont la surface est libre

La composante du champ de déplacement est calculée à l'intérieur de ce demi-espace, à une distance  $x_1 = 3 \mu\text{m}$  de la surface libre. Bien qu'il ne soit pas possible expérimentalement de sonder le déplacement à l'intérieur d'un demi espace, nous présentons ce résultat de manière introductive afin d'exprimer les potentialités offertes par la synthèse de FPV. Un total de 121 signaux sont calculés entre  $x_2 = 0$  et  $x_2 = 17 \mu\text{m}$ . En considérant le champ symétrique de part et d'autre de l'axe  $x_2$ , un total de 241 signaux est traité.

Les deux informations obtenues grâce à la transformée par ondelettes du FPV sont les temps de vol et l'amplitude. Les temps de vol relatifs aux événements acoustiques pour chaque angle  $\varphi_m$  des FPV peuvent être comparés aux temps d'arrivées théoriques. Les amplitudes correspondant à chaque écho seront elles comparées aux diagrammes de directivité, calculés dans le premier chapitre.

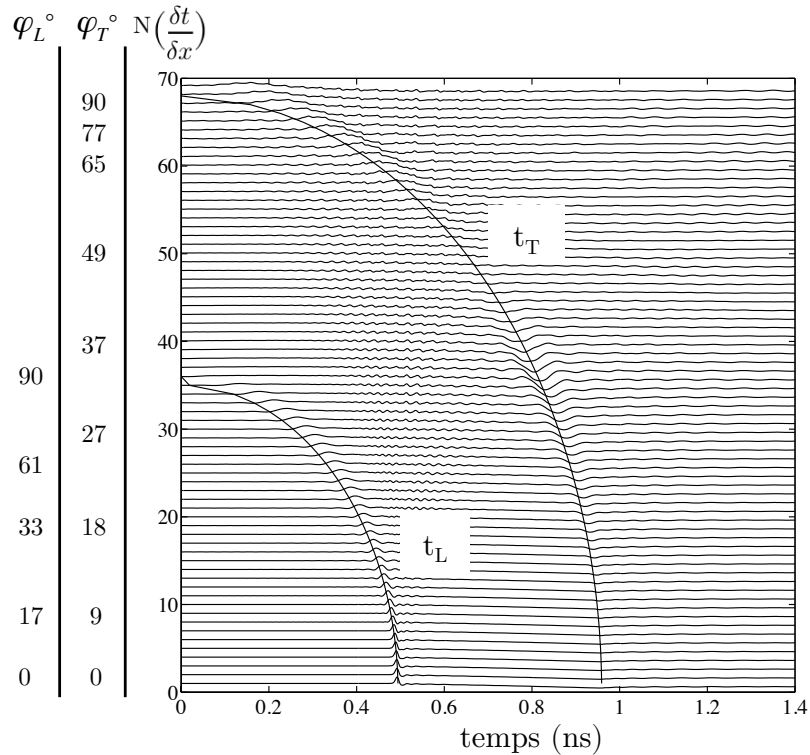


Fig. 3.2 – Chronogramme des FPV synthétisés. Les lignes continues représentent les temps d'arrivées théoriques pour les échos longitudinaux (L) et transverses (T) décrits par l'équation (3.2).

La figure (3.2) représente la cartographie de l'évolution temporelle des FPV en fonction de la lenteur imposée entre les signaux  $\delta t/\delta x$ . Nous pouvons vérifier visuellement sur cette figure ce qui a été exposé dans la section 1.4.2 au sujet de la sélection du mode synthétisé. Au delà d'une certaine valeur de la projection de la lenteur du FPV selon  $x_2$ , il est impossible de synthétiser un front d'onde plan longitudinal. A l'opposé, lorsque cette lenteur est inférieure à celles longitudinale et transverse du matériau support de la propagation acoustique, alors deux FPV sont créés, correspondant à deux vecteurs d'onde portés par des directions différentes. L'angle de chaque vecteur d'onde avec la normale à la surface de l'échantillon est relié à  $\delta t/\delta x$  par l'expression de la loi de Descartes (éq. 1.40). Ils sont précisés sur l'axe des ordonnées de la figure (3.2). La superposition des temps d'arrivée des impulsions longitudinales et transverses montre que ceux-ci correspondent exactement aux temps théoriques attendus. On peut de plus relever le changement de la forme de l'écho transverse en fonction de l'angle d'incidence. Ceci doit être imputé à l'évolution de la partie imaginaire de  $R_{LT}$  au delà de l'angle critique<sup>54</sup> (voir fig. (1.9)).

La figure (3.3) montre la comparaison entre les fonctions de directivité calculées au premier chapitre et celles obtenues par l'analyse par ondelettes de l'amplitude des impulsions acoustiques transverses pour chaque FPV en fonction de  $\delta t/\delta x$ . Nous nous limitons ici à l'étude de la di-

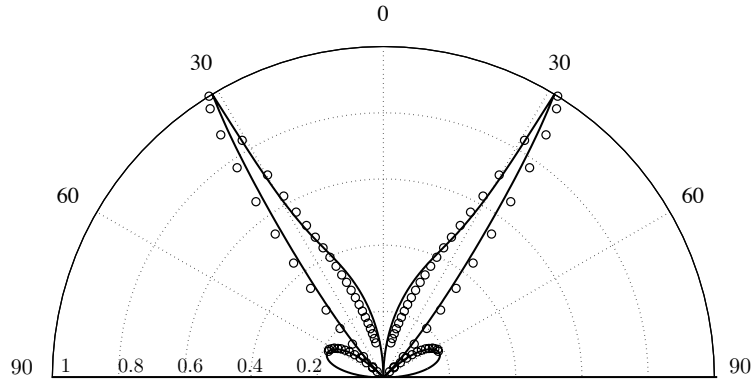


Fig. 3.3 – Diagramme de directivité pour des ondes transverses. Amplitudes obtenues après analyse des FPV (cercles) synthétisés à partir de l’exploitation de signaux individuels calculés dans un demi-espace de titane pour une source thermoélastique de largeur infinitésimale située à la surface libre. La fréquence centrale de l’ondelette pour l’analyse des FPV est 11 GHz. La ligne continue représente la directivité théorique transverse.

rectivité des ondes de polarisation transverses. Pour une source de rayon infinitésimal et une pénétration optique de seulement 20 nm les diagrammes de directivité dépendent très peu de la fréquence dans la gamme GHz. La fréquence centrale de l’ondelette choisie pour ce traitement est 11 GHz. La superposition entre les courbes obtenues en reportant les amplitudes des échos synthétisés et le modèle théorique du chapitre 1 est très satisfaisante. La position angulaire du maximum ainsi que la forme de chaque lobe est fidèlement reproduite. De plus, la répartition des intensités entre les lobes est respectée. Ce résultat prouve qu’il est possible de reconstruire la fonction de directivité théorique attendue à partir de signaux individuels calculés à l’intérieur d’un demi-espace et sommés pour former des FPV.

### 3.2.2.2 Configuration en transmission dans une couche de titane reposant sur un substrat transparent

Considérons maintenant une couche de titane d’épaisseur  $3 \mu\text{m}$  reposant sur un substrat transparent de saphir. La génération résulte de l’absorption de l’énergie déposée par le laser dans le titane, à l’interface titane/saphir. Les mêmes paramètres de calculs que pour le cas précédent sont appliqués, la mesure est considérée en transmission et donc le déplacement  $u_1$  est calculé à l’interface titane/air. Le champ de déplacement mis en jeu est donc la combinaison de la fonction de génération à l’interface titane/saphir et de la fonction de détection à l’interface titane/air, soit de la forme  $f_{gen}^{ti/sap} \times f_{det}^{ti/air}$ , comme nous l’avons expliqué dans le chapitre 2.

La répartition de l’amplitude des ondes de polarisation transverses issues du traitement des fronts plans correspond également très bien au modèle théorique (fig. 3.4). La direction du lobe de forte amplitude est retrouvée. Ce résultat confirme qu’il est possible de retrouver à partir d’un

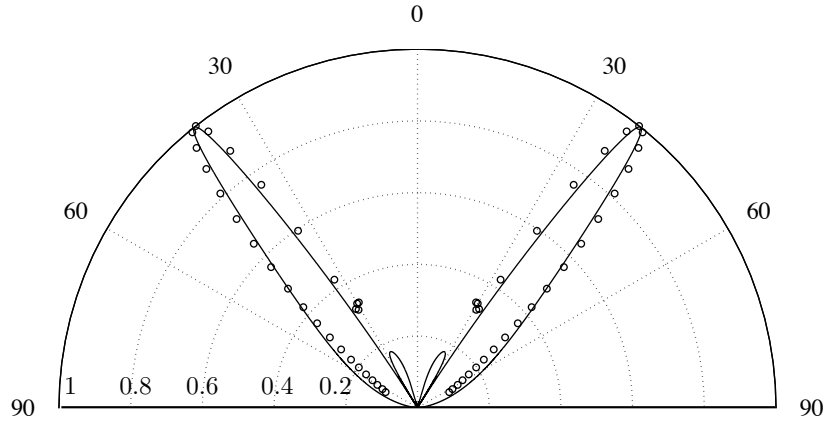


Fig. 3.4 – Diagramme de directivité pour des ondes transverses. Amplitudes obtenues après analyse des FPV (cercles) synthétisés à partir de signaux individuels calculés en transmission dans une couche de titane d'épaisseur  $3 \mu\text{m}$  déposée sur un demi-espace de saphir pour une source thermoélastique de largeur infinitésimale située à l'interface titane/saphir. La fréquence centrale de l'ondelette pour l'analyse des FPV est  $12 \text{ GHz}$ . La ligne continue représente la directivité théorique pour des ondes transverses.

ensemble de signaux simulés le long d'une ligne orientée selon  $x_2$  la répartition de l'amplitude du déplacement de la surface libre en fonction de l'angle d'incidence en sommant ces signaux pour constituer des FPV. Ces exemples introductifs mettent en lumière les possibilités offertes par la méthode de synthèse de FPV. Des travaux précédents avaient déjà démontré la possibilité d'exploiter les temps de vol des échos synthétisés de façon à sonder le matériau à l'intérieur duquel se propagent les FPV. L'exploitation des amplitudes liées à ces temps de vols révèle qu'il est également possible de retrouver les diagrammes de directivité à partir de l'analyse des FPV.

### 3.2.2.3 Configuration en réflexion pour une couche de titane libre reposant sur un substrat transparent

Les signaux de déplacement sont calculés dans cette section pour une configuration en réflexion, qui correspond à la configuration expérimentale évoquée dans la section 2.3.2. L'objectif de cette expérience numérique est de reproduire les conditions expérimentales réelles et de valider la méthode de traitement numérique qui sera appliquée aux signaux expérimentaux. Ainsi, la source ne sera plus considérée infinitésimale mais de largeur égale à celle de la tâche focale du laser sur l'échantillon. A cause de la diffraction optique du faisceau laser, il est impossible d'obtenir une tache focale de diamètre inférieur à la demi-longueur d'onde du laser. Dans notre dispositif expérimental, qui sera détaillé dans le chapitre 4, la longueur d'onde du laser est centrée autour de  $1030 \text{ nm}$ . La prise en compte de l'extension latérale de la source est effectuée en convoluant l'expression du champ par une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est équiva-

lente au diamètre de la tache focale. Afin de reproduire le plus fidèlement possible les conditions expérimentales, nous devons ici prendre en compte l'extension latérale du faisceau pompe et du faisceau sonde. Le diamètre de la pompe est noté  $d_p$  et celui de la sonde noté  $d_s$ . Le produit de deux gaussiennes en intensité est égal à la multiplication par une gaussienne de largeur  $D = (d_s^2 + d_p^2)^{1/2}$ . Notre faisceau pompe expérimental a une longueur d'onde de 515 nm. Nous considérerons dans la suite une source circulaire de diamètre  $D = 1,1 \mu\text{m}$ .

L'échantillon considéré est le même que dans la section précédente, à savoir un transducteur de titane d'épaisseur  $3 \mu\text{m}$  reposant sur un demi-espace de saphir. Les trajets effectués dans ce cas par les FPV sont décrits par la figure (3.1) dans la configuration en réflexion. La source est située à l'interface entre le titane et le saphir, tout comme la détection. La discrétisation des signaux en  $x_2$  est la même que précédemment. Nous synthétisons plusieurs FPV en changeant progressivement la valeur de  $k_2$ . L'amplitude des signaux ainsi synthétisés pour chaque angle n'est plus seulement le reflet des fonctions de génération et de détection décrites dans le premier chapitre. L'amplitude des FPV est le produit de la fonction de génération, du coefficient de réflexion sur la face arrière et de la fonction de détection.

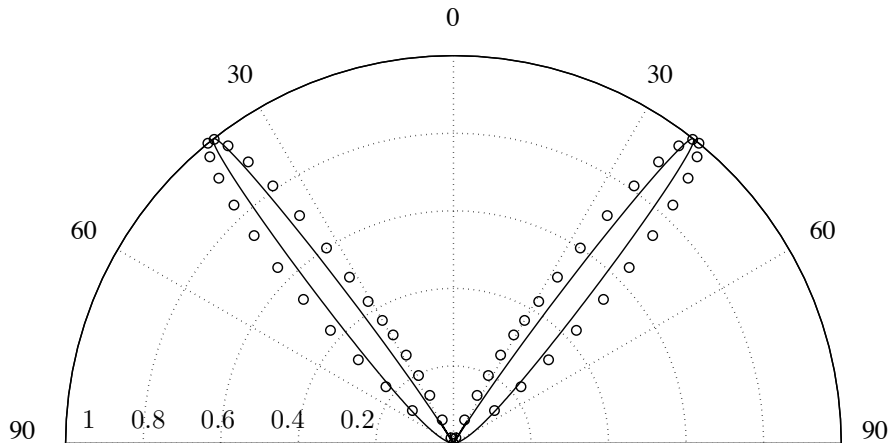


Fig. 3.5 – Diagramme de directivité pour des ondes transverses. Amplitudes obtenues après analyse des FPV (cercles) synthétisés à partir de l'exploitation de signaux individuels calculés en réflexion pour une couche de titane reposant sur un demi-espace de saphir pour une source thermoélastique située à l'interface titane/saphir. La fréquence centrale de l'ondelette pour l'analyse des FPV est 4 GHz. La ligne continue représente la directivité théorique transverse.

La figure (3.5) présente les résultats obtenus en analysant les événements acoustiques transverses dans les FPV synthétisés pour cette configuration en réflexion. La fréquence centrale de l'ondelette utilisée est de 4 GHz. Nous remarquons ici que considérer dans notre calcul l'extension latérale de la source a pour effet d'abaisser le contenu fréquentiel des échos acoustiques, c'est la raison pour laquelle la fréquence de l'ondelette utilisée est plus basse que pour les cas

précédents. L'examen de la figure (3.5) indique que tout comme pour les configurations en transmission, l'exploitation des amplitudes des FPV synthétisés permet de restituer le comportement théorique attendu. La différence de fréquence centrale de l'ondelette utilisée s'explique par le fait qu'ici l'extension latérale de la source n'est plus infinitésimale. Nous avons vu dans les exemples précédents que l'exploitation des FPV synthétisés permet de restituer les caractéristiques des fonctions de génération et de détection. L'application et la validation de cette méthode pour une configuration en réflexion nous permet d'affirmer que le comportement du coefficient de réflexion sur la face arrière est également identifiable et se manifeste dans les FPV synthétisés.

### Spectres théoriques des signaux calculés

Nous proposons ici d'identifier le contenu spectral attendu des FPV synthétisés dans cette configuration. La figure (3.6) présente l'intensité du déplacement théorique attendu en fonction de la fréquence et de la direction du vecteur d'onde par rapport à la normale à la surface de l'échantillon.

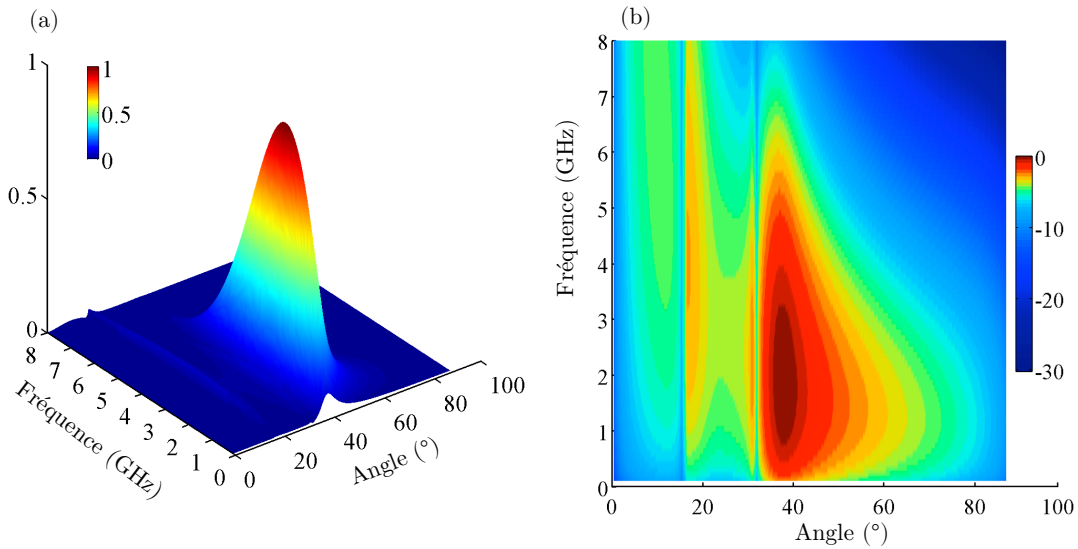


Fig. 3.6 – (a) Evolution théorique de l'intensité du diagramme de directivité  $f_{gen,T}^{ti/sap} \times R_{TT}^{ti/air} \times f_{det,T}^{ti/sap}$  en fonction de la fréquence pour une source de largeur 1 micron. (b) Projection dans le plan Angle-Fréquence de la figure (a). Pour plus de lisibilité, l'échelle d'intensité sur la figure (b) est logarithmique

La taille de la source est égale à 1 micron. Nous pouvons constater que pour une telle taille de source, les fréquence qui dominent le spectre sont centrées autour de quelques GHz. Au delà de 7 GHz l'amplitude des ondes générées est relativement faible. Par ailleurs l'examen de la figure (3.6 (b)) révèle que la variation de la fréquence n'influe pas sur la position des angles critiques, qui apparaissent sous forme de lignes verticales. Ce contenu fréquentiel est tout à fait en accord

avec nos résultats numériques ainsi qu’avec les résultats expérimentaux qui seront présentés dans le chapitre 4.

### 3.2.3 Mesure du coefficient de réflexion à l’interface titane/glycérol par analyse des FPV

Après avoir présenté la configuration en réflexion pour un transducteur de titane non chargé, nous allons maintenant garder la même configuration, en déposant du glycérol sur le titane. Nous allons ainsi pouvoir remonter aux propriétés mécaniques du glycérol via l’étude du coefficient de réflexion à l’interface titane/glycérol.

#### 3.2.3.1 Modèle rhéologique pour la description du glycérol

Pour décrire le comportement du glycérol, nous utiliserons le modèle de Maxwell.<sup>86</sup> Il est utilisé pour modéliser le comportement de milieux viscoélastiques, présentant à la fois des propriétés visqueuses et élastiques. Celui-ci est décrit par un amortisseur purement visqueux mis en série avec un ressort élastique. Au delà d’une certaine fréquence, les liquides visqueux n’ont plus un comportement seulement liquide, ils peuvent se comporter comme des solides et exhiber des propriétés élastiques. Il est donc théoriquement possible d’observer des ondes acoustiques transverses dans certains liquides visqueux lorsque la fréquence de ces ondes est grande au regard du temps de relaxation viscoélastique.

Dans ce modèle rhéologique, la fréquence à partir de laquelle un liquide visqueux peut exhiber les propriétés d’un solide élastique est donnée par :

$$f_{\text{transverse}} \geq \frac{G_{\infty}}{2\pi\eta} \quad (3.6)$$

où  $G_{\infty}$  est le module de cisaillement indépendant de la fréquence et  $\eta$  représente la viscosité. Cette fréquence est égale à 0,3 GHz pour le glycérol.<sup>72</sup> Considérer que le glycérol puisse se comporter comme un solide élastique, et observer son influence sur les ondes transverses est donc légitime, puisque les fréquences auxquelles nous travaillons sont supérieures au GHz.

#### 3.2.3.2 Configuration en réflexion pour une couche de titane chargée reposant sur un substrat transparent

Pour simuler les signaux susceptibles d’être mesurés, nous considérons toujours un transducteur de titane d’épaisseur 3  $\mu\text{m}$  reposant sur un demi-espace de saphir. Les trajets effectués dans ce cas par les FPV sont décrits par la figure (3.1) dans la configuration en réflexion. La source



laser est située à l'interface entre le titane et le saphir, tout comme la détection. La discrétisation des signaux en  $x_2$  est la même que précédemment. Nous synthétisons plusieurs FPV en changeant progressivement la valeur de  $k_2$ .

L'amplitude des FPV est déterminée par la combinaison de la fonction de génération, du coefficient de réflexion sur la face arrière ainsi que par la fonction de détection (équations (2.12) et illustration dans l'encart de la figure (3.7)). Le coefficient de réflexion tient naturellement compte de la transmission vers le glycérol.

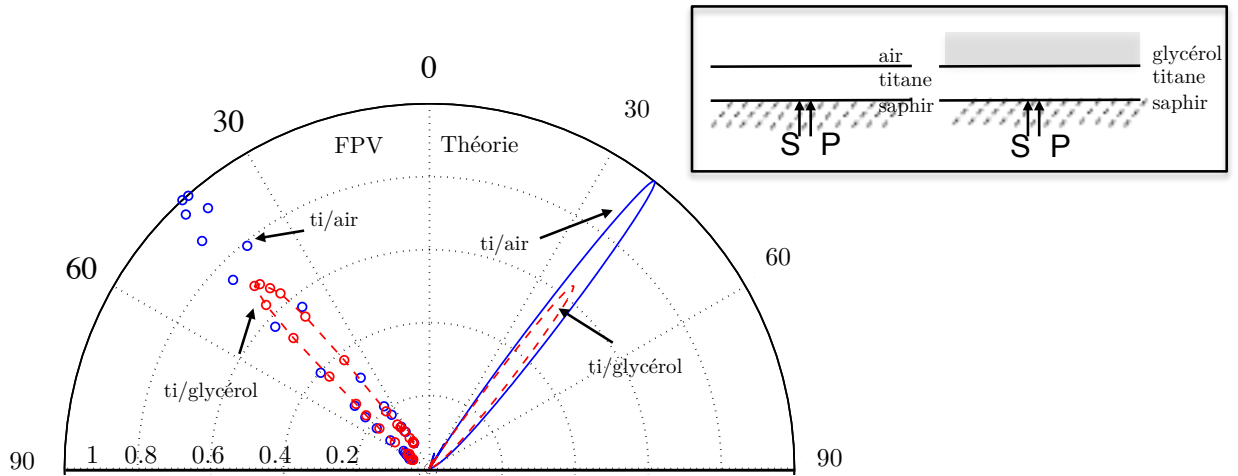


Fig. 3.7 – Directivités pour des ondes transverses pour une configuration en réflexion, rappelée dans l'encart. La largeur de la source est égale à  $1 \mu\text{m}$ . Comparaison entre la directivité théorique (droite), et la directivité issue du traitement des FPV (gauche). La fréquence centrale de l'ondelette pour le traitement des FPV est de 4 GHz.

La figure (3.7) montre les directivités transverses obtenues dans cette configuration après traitement des FPV synthétisés, avec une ondelette centrée autour de 4 GHz. Le lobe de forte amplitude prédit par la théorie (à droite) est également présent dans la directivité établie après traitement des FPV (à gauche). De même, l'influence du glycérol, à l'origine d'une baisse d'amplitude des ondes réfléchies, est également retrouvée grâce à la synthèse de FPV. La transmission de l'onde incidente vers l'intérieur du glycérol est à l'origine de cette baisse d'amplitude. Dans le but d'obtenir une information sur les propriétés transverses du glycérol à partir de ces courbes, on peut effectuer le rapport des amplitudes obtenues pour une configuration chargée et non chargée pour chaque angle. En divisant les amplitudes obtenues pour la configuration où le titane est chargé par du glycérol par les amplitudes obtenues pour la configuration où le titane est libre, on obtient le rapport des coefficients de réflexion  $R_{TT}^{ti/gly} / R_{TT}^{ti/air}$ .

Nous rappelons ici que nous faisons l'hypothèse que le glycérol se comporte comme un milieu élastique. Le coefficient de réflexion à l'interface entre deux solides a été calculé dans la section 1.3.2. Celui-ci dépend de six paramètres : les masses volumiques et les vitesses des ondes de volume des deux matériaux mis en jeu dans la réflexion. En supposant connus tous les paramètres à l'exception de la vitesse de propagation des ondes transverses dans le glycérol, on peut ainsi envisager de la déterminer en connaissant la valeur du coefficient de réflexion dans un domaine angulaire spécifique. Nous présentons dans la prochaine section la sensibilité du rapport des coefficients de réflexion  $R_{TT}^{ti/gly}/R_{TT}^{ti/air}$  vis-à-vis de la vitesse de propagation des ondes transverses dans le glycérol.

### 3.2.3.3 Influence des propriétés transverses du glycérol sur $R_{TT}^{ti/gly}$

L'objectif de cette section est de déterminer quelle est la sensibilité de notre mesure aux propriétés transverses du milieu dont on cherche les caractéristiques. Comme expliqué à la fin du chapitre 2, le rapport des amplitudes obtenues pour des signaux calculés en réflexion pour une configuration chargée et une configuration non chargée revient à mesurer le rapport des coefficients de réflexion dans les deux configurations. Nous représentons par conséquent sur la figure (3.8) la variation du rapport  $R_{TT}^{ti/gly}/R_{TT}^{ti/air}$  en fonction de la vitesse des ondes transverses dans le glycérol.

En examinant la figure (3.8), on constate que le coefficient de réflexion  $R_{TT}^{ti/gly}$  à l'interface titane/glycérol possède une certaine sensibilité à la vitesse des ondes transverses dans le glycérol. Cependant, il est important de ne pas oublier que lors d'une mesure expérimentale, la répartition spatiale de l'amplitude des déplacements générés par la source laser déterminée par les fonctions de génération et de détection restreint le domaine d'investigation aux directions privilégiées dans lesquelles se propagent les ondes transverses. La sensibilité au glycérol doit donc être mise en perspective au regard de  $f_{gen}$  et  $f_{det}$ , pour déterminer dans quelle plage angulaire (pour quelles valeurs de  $k_2$ ) les ondes se propagent préférentiellement. Cette zone d'intérêt pour notre échantillon est située aux alentours de  $40^\circ$ , zone dans laquelle le rapport des coefficients de réflexion  $R_{TT}^{ti/gly}/R_{TT}^{ti/air}$  évolue d'un peu moins de 10 % pour des variations de l'ordre de 50 % de la vitesse transverse dans le glycérol. Plus on impose une faible vitesse de propagation pour les ondes transverses dans le glycérol, plus  $R_{TT}^{ti/gly}$  tend vers  $R_{TT}^{ti/air}$  pour les faibles angles d'incidence. Pour de grands angles d'incidence, cette tendance est inversée. L'explication de ce phénomène est à lier avec l'évolution des autres coefficients de réflexion.

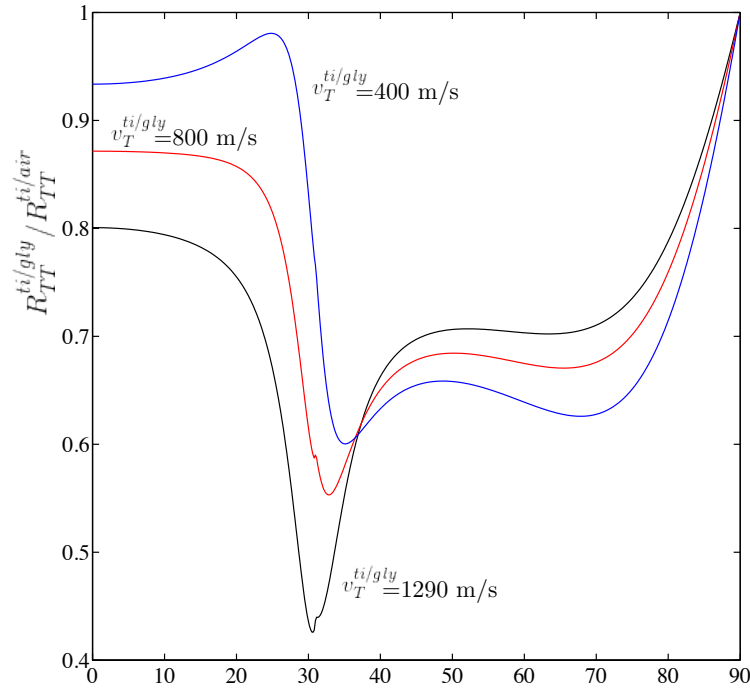


Fig. 3.8 – Variation du rapport des modules des coefficients de réflexion  $R_{TT}^{ti/gly} / R_{TT}^{ti/air}$  en fonction de l'angle d'incidence pour 3 différentes valeurs de la vitesse des ondes transverses dans le glycérol.

### 3.3 Conclusion

Ce troisième chapitre a été l'occasion de rappeler sommairement la méthode de calcul employée pour obtenir le champ de déplacement à l'intérieur de l'échantillon. Nous avons ensuite appliqué la synthèse de FPV à des signaux provenant de champs de déplacement simulés. En contrôlant judicieusement le décalage spatio temporel entre chaque signal individuel, des FPV ont été synthétisés pour différents angles, puis l'analyse par ondelettes de l'amplitude des échos acoustiques associés à chaque FPV a permis d'obtenir des diagrammes de directivité similaires à ceux obtenus dans le chapitre 1. En utilisant la même méthode pour des signaux calculés en réflexion, nous avons également montré qu'il était possible d'obtenir des courbes de directivité semblables à celle prédites par le modèle théorique, calculées dans le chapitre 2.

Ces résultats nous permettent d'affirmer qu'à partir d'une série de signaux de déplacements détectés le long d'une ligne orientée selon  $x_2$  pour une position  $x_1$  fixée, il est possible de reconstituer la fonction de directivité d'une source de génération acoustique. Nous avons également vu que cette méthode était applicable dans le cas de signaux en réflexion. Nous avons pu ainsi indirectement sonder le coefficient de réflexion  $R_{TT}$  à l'interface titane/glycérol. La sensibilité de ce coefficient aux propriétés transverses du glycérol a également été abordée.

A la lumière de ces résultats numériques, nous allons dans le prochain chapitre appliquer cette méthode à des signaux expérimentaux.



## Chapitre 4

# Résultats expérimentaux

Le premier chapitre a exposé les outils théoriques que nous avons adoptés pour décrire le comportement du champ acoustique généré par l'interaction optoacoustique ainsi que les méthodes de traitement de signal utilisées dans cette thèse. Nous avons notamment décrit la répartition spatiale de l'amplitude des déplacements générés par le champ acoustique induit par une source laser à l'interface entre deux milieux solides dont l'un est transparent. Par ailleurs nous avons également montré comment synthétiser des fronts plans virtuels en sommant et retardant des signaux individuels représentant le déplacement normal de l'interface de détection pour différents décalages pompe/sonde. En appliquant cette méthode de traitement à des signaux numériques dans le chapitre 3, nous avons montré que l'analyse de l'amplitude des échos acoustiques liés aux FPV synthétisés permettait d'obtenir les diagrammes de directivité calculés dans les deux premiers chapitres. Grâce à cette méthode, nous avons également pu sonder le coefficient de réflexion transverse  $R_{TT}^{ti/gly}$  à une interface titane/glycérol.

L'objectif de ce dernier chapitre est double. D'une part, synthétiser des FPV à partir de signaux expérimentaux, afin de déterminer s'il est possible expérimentalement de sélectionner le mode du FPV synthétisé et ainsi ne sélectionner que le mode transverse. D'autre part, on utilisera ensuite les FPV synthétisés afin de sonder les propriétés transverses de fluides visqueux. La caractérisation expérimentale des propriétés transverses de fluides visqueux à des fréquences acoustiques supérieures au GHz a déjà donné lieu à quelques investigations. Comme le soulignent Msall *et al.*,<sup>72</sup> sonder la présence d'ondes transverses à de telles fréquences dans un liquide visqueux comme le glycérol est difficile. Ceci a cependant été réalisé notamment par l'analyse d'oscillations Brillouin.<sup>66,87</sup> Nous proposons une méthode de caractérisation s'appuyant sur l'analyse du coefficient de réflexion  $R_{TT}^{ti/gly}$  à l'interface titane/glycérol. A la différence des études citées précédemment, nous utilisons un transducteur isotrope, et l'analyse portera sur l'amplitude des ondes de volume transverses réfléchies à l'interface titane/glycerol.

Nous présenterons tout d'abord le montage asynchrone utilisé pour effectuer les expériences d'acoustique picoseconde. L'échantillonnage hétérodyne permettant de restituer la réponse acoustique de l'échantillon sera ensuite abordé. Un mode de détection optique du champ acoustique, adapté et cohérent au regard des calculs présentés dans les premiers chapitres sera détaillé. Nous présenterons ensuite les signaux individuels représentant le déplacement à la surface de détection mesuré pour différents décalages spatiaux pompe/sonde. Nous synthétiserons des FPV à partir de ces signaux individuels expérimentaux. Les résultats de l'analyse de l'amplitude des échos associés aux FPV sera confrontée aux modèles présentés dans le chapitre 2. Enfin, nous appliquerons cette méthode afin de mesurer la vitesse de propagation des ondes transverses dans du glycérol à travers une analyse du coefficient de réflexion  $R_{TT}^{ti/gly}$ .

### 4.1 Présentation du dispositif expérimental

Nous avons dans le chapitre 1 introduit les notions de laser pompe et sonde.<sup>a</sup> L'impulsion sonde vient ensuite détecter le changement de réflectivité induit par le champ de déformation provoqué par la pompe. C'est le décalage entre le temps d'arrivée de l'impulsion pompe et celui de l'impulsion sonde qui permet de reconstruire la réponse temporelle acoustique de l'échantillon considéré. Dans le cadre des expériences d'acoustique picoseconde, ce retard peut être induit de deux manières différentes :

- soit la pompe et la sonde sont issus du même faisceau laser. Ce faisceau unique est alors séparé en deux sous faisceaux pompe et sonde, par exemple à l'aide d'un cube polarisant. Dans ce cas, le retard pompe/sonde est opéré physiquement par une ligne à retard mécanique qui allonge ou réduit le trajet optique du faisceau pompe ou sonde qui la traverse, et donc modifie son temps d'arrivée sur l'échantillon. On parle alors d'échantillonnage *homodyne*.
- Soit la pompe et la sonde correspondent à deux faisceaux lasers distincts, dont les taux de répétition sont voisins. C'est alors cette différence de fréquence qui contrôle le retard pompe/sonde. L'échantillonnage est alors qualifié d'*hétérodyne*.

L'intérêt de l'une ou l'autre méthode d'échantillonnage a déjà été l'objet de discussions par différents auteurs.<sup>88,89</sup> L'avantage principal de l'échantillonnage homodyne est la possibilité d'obtenir un échantillonnage temporel de l'ordre de la femtoseconde. Cependant, l'acquisition d'un signal au moyen d'une détection homodyne est jusqu'à 100 fois plus lent qu'avec un montage

---

a. Nous rappelons que l'impulsion pompe chauffe le matériau transducteur, puis crée des ondes élastiques à l'intérieur de celui-ci.

asynchrone.<sup>89</sup> De plus, lorsqu'un faisceau laser passe par une ligne à retard mécanique, le déplacement de celle-ci peut être à l'origine de divers artefacts sur le signal mesuré. Ceux-ci sont principalement dûs aux vibrations engendrées par le déplacement de la ligne à retard. Les vibrations mécaniques, ainsi qu'un défaut d'alignement de la ligne à retard peuvent notamment être à l'origine d'une variation du pointé du faisceau lors du déplacement de celle-ci, et ainsi provoquer une dégradation du signal collecté.

La première étape de ce travail expérimental est de réaliser la synthèse de fronts plans virtuels à partir de signaux expérimentaux. Il faut pour cela collecter un ensemble de signaux individuels pour plusieurs décalages pompe/sonde. Pour les raisons qui viennent d'être énumérées, l'acquisition d'un grand nombre de signaux expérimentaux est plus longue et contraignante à l'aide d'un montage expérimental homodyne. Par conséquent, notre choix s'est porté sur l'utilisation d'un montage pompe-sonde hétérodyne. Comme nous le verrons dans la suite, la résolution temporelle offerte par ce montage reste tout à fait acceptable au regard du domaine de fréquence considéré. Nous allons dans la prochaine section détailler les caractéristiques du montage asynchrone utilisé dans notre travail.

#### 4.1.1 Montage pompe-sonde asynchrone

La mise en oeuvre des dispositifs expérimentaux hétérodynes au Laboratoire d'Ondes et Matière d'Aquitaine (LOMA) et Institut de Mécanique et d'Ingénierie (I2M) à Bordeaux à la fin des années 2000 a permis d'ouvrir de nouveaux champs d'investigation pour les expériences d'acoustique picoseconde. Le montage asynchrone utilisé ici a fait l'objet d'un brevet publié en 2010<sup>90</sup> et a été mis en oeuvre dans le cadre de la thèse d'Abbas.<sup>88</sup> L'augmentation de la rapidité d'acquisition d'un signal expérimental en acoustique picoseconde offre la possibilité de cartographier un échantillon. C'est grâce à un système pompe/sonde hétérodyne que des premières images de cellules biologiques individuelles ont été obtenues en 2015.<sup>91</sup> Le dispositif expérimental utilisé dans notre travail est représenté sur la figure (4.1).

Le montage hétérodyne est composé d'une double source t-Pulse Duo développée par la société Amplitude Systèmes. La durée des impulsions des lasers pompe et sonde est d'environ 300 fs. La longueur d'onde de la pompe est fixée à  $\lambda_{pompe} \approx 1040$  nm. Le laser sonde, après passage dans un cristal doubleur, a une longueur d'onde centrée autour de  $\lambda_{sonde} \approx 514$  nm.

Doubler la longueur d'onde du laser sonde présente deux principaux intérêts dans le cadre de nos expériences. Après avoir été réfléchi sur l'échantillon, le faisceau sonde est collecté par une photodiode. La grande différence de longueur d'onde entre la pompe et la sonde assure ainsi un filtrage efficace de la pompe, afin qu'elle ne soit pas elle aussi détectée par la photodiode. Le



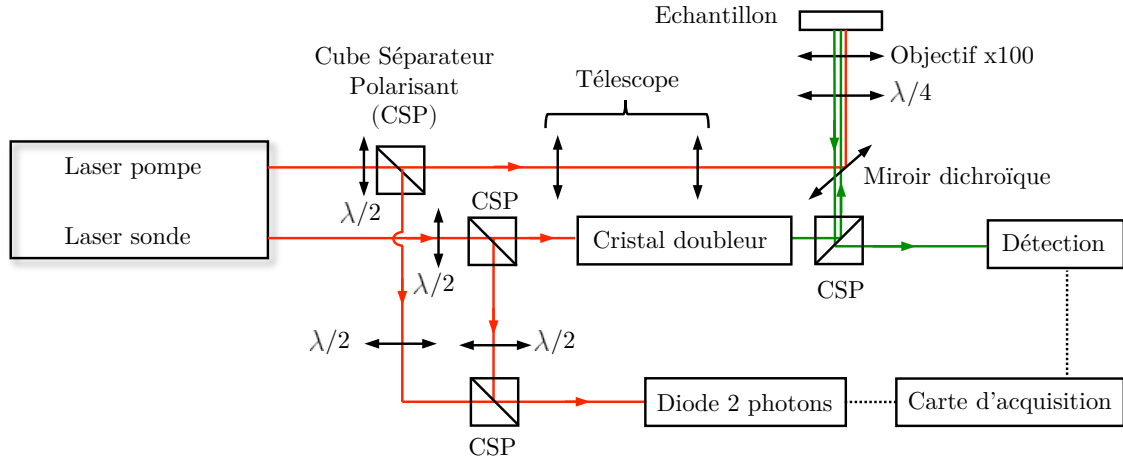


Fig. 4.1 – Dispositif expérimental d'acoustique picoseconde asynchrone. Les lames demi-onde placées en amont des cubes séparateurs polarisants permettent de faire varier l'intensité distribuée dans les différents chemins optiques.

second intérêt réside dans la diminution de la taille de la tache focale de la sonde. L'utilisation d'un cristal doubleur permet de diviser par 2 la longueur d'onde et de réduire de moitié le rayon la tache focale de la sonde.

La figure (4.2) illustre le principe de l'échantillonnage hétérodyne. La fréquence de répétition des impulsions sonde est de  $f_{sonde} \approx 48$  MHz. La fréquence des impulsions pompe est légèrement supérieure à celle des trains d'impulsion sonde. Le taux de répétition des impulsions du faisceau laser pompe est égal à  $f_{pompe} = f_{sonde} + \Delta f$  où  $\Delta f$  est la fréquence de battement, de l'ordre de 500 Hz. La période entre deux impulsions pompe (resp. sonde) est notée  $T_{pompe}$  (resp.  $T_{sonde}$ ). L'inverse de  $\Delta f$  est la période de battement  $T_{bat}$ . Le retard pompe-sonde est le même entre deux instants séparés par une période de battement. Le maintien de cette période de battement est assuré par un dispositif électronique d'asservissement en fréquence permettant l'ajustement du taux de répétition d'une cavité laser par rapport à l'autre.<sup>88</sup> Etant donné que l'acquisition d'une trace temporelle complète nécessite un temps égal à  $T_{bat}$ , l'augmentation de la fréquence de battement accroît la rapidité de l'acquisition d'un signal.

L'acquisition est déclenchée à chaque fois que l'impulsion pompe et l'impulsion sonde arrivent de façon synchrone sur la diode 2-photons. L'instant  $t_0$  où l'impulsion pompe et l'impulsion sonde arrivent simultanément sur l'échantillon est appelé *coïncidence*. Le décalage fréquentiel entre la pompe et la sonde induit un retard contrôlé entre les impulsions pompes et les impulsions sondes qui arrivent à des temps supérieurs à  $t_0$ . A chaque impulsion sonde, le retard pompe/sonde s'ac-

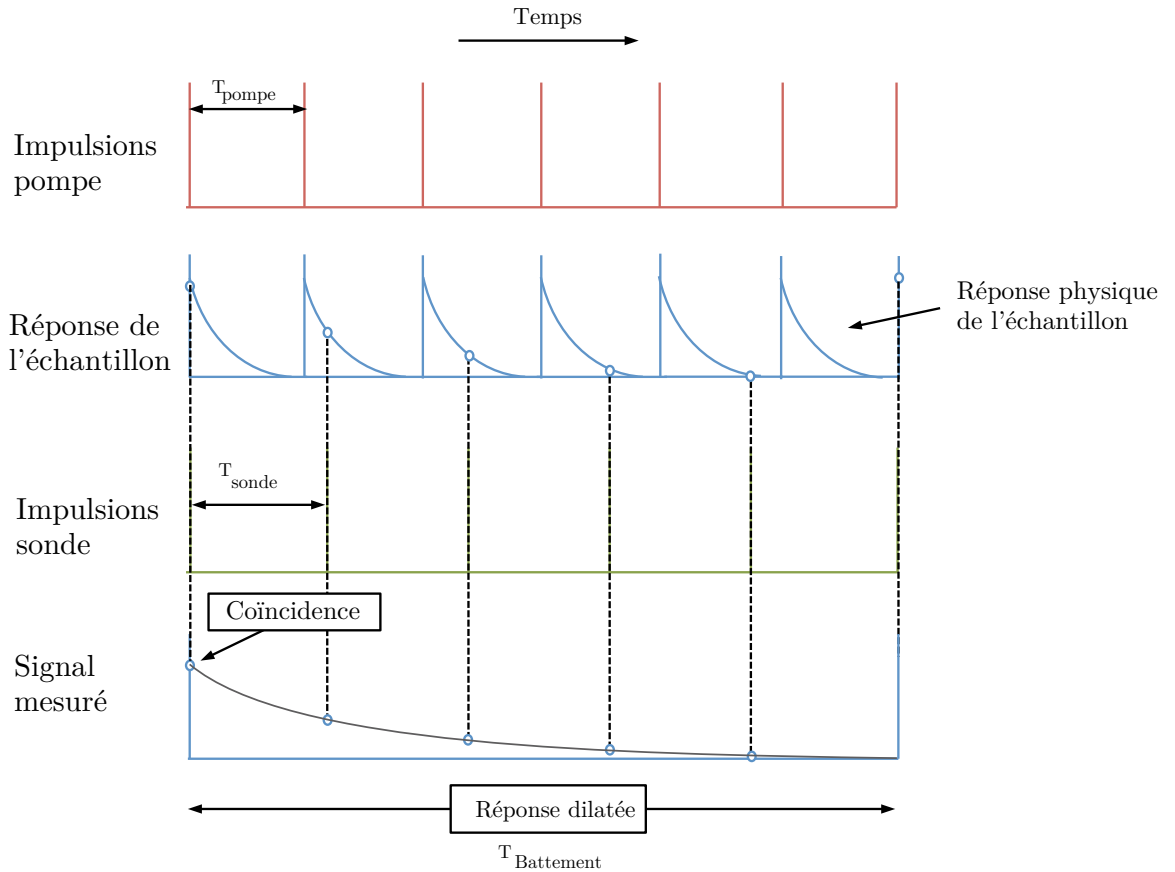


Fig. 4.2 – Principe de l'échantillonnage hétérodyne. A chaque nouvelle impulsion pompe, le retard pompe-sonde augmente de  $\Delta T$ . Le signal mesuré est alors acquis sur une échelle de temps dite dilatée.

croît de  $\Delta T$ . Cet incrément s'écrit comme la différence des périodes de répétition des impulsions pompe et sonde :

$$\Delta T = \frac{\Delta f}{f_{sonde}(f_{sonde} + \Delta f)}. \quad (4.1)$$

Le retard pompe sonde est l'incrément qui décrit l'échelle de temps physique  $t_{phys}$  des phénomènes. Cette réponse physique a lieu après chaque impulsion pompe. Après la coïncidence, le  $n$ -ième échantillon est prélevé après un temps  $n(T_{pompe} + \Delta T)$ . L'acquisition du signal est alors effectuée sur une échelle de temps  $t$  dite "dilatée". Cette dilatation des phénomènes se produisant à l'échelle  $t_{phys}$  est analogue à l'effet stroboscopique qui permet de décomposer, ralentir ou figer des phénomènes périodiques. Autrement dit, l'ensemble des phénomènes physiques répétés à la fréquence  $f_{pompe}$  est détecté dans un intervalle de temps dilaté  $1/\Delta f$ , inverse de la fréquence de battement. La relation entre l'échelle des temps dilatés et du temps physique est ainsi donnée

par :

$$t_{phys}(t) = \frac{\Delta f}{f_{pompe}} t. \quad (4.2)$$

La réponse de l'échantillon peut être enregistrée sur un temps égal à  $T_{bat}(\Delta f/f_{pompe}) = 1/f_{pompe} \approx 20$  nanosecondes. Ce temps dépend uniquement de la fréquence de répétition des impulsions pompe. La résolution temporelle de notre montage est déterminée par quatre facteurs<sup>92,93</sup> :

1. L'incrément de retard entre l'impulsion pompe et chaque nouvelle impulsion sonde  $\Delta T \approx \Delta f/(f_{sonde})^2$ , (éq. 4.1);
2. la bande passante  $B$  du photodétecteur qui intègre la réponse de l'échantillon sur plusieurs impulsions sonde sur un temps  $t_{pd} = \Delta f/(Bf_{sonde})$ . Pour  $B = 15$  MHz et  $\Delta f = 500$  Hz, on obtient  $t_{pd} \approx 700$  fs;
3. la durée des impulsions pompe et sonde, environ égale à 400 fs;
4. la fluctuation de la fréquence de battement  $\Delta f$ , appelée gigue, évaluée à  $\approx 500$  fs.

En sommant ces cinq durées de manière quadratique, la résolution temporelle du montage obtenue est de l'ordre de 1 ps. L'ensemble des détails relatifs à ce montage asynchrone peuvent être trouvés dans les travaux d'A.Abbas.<sup>88</sup>

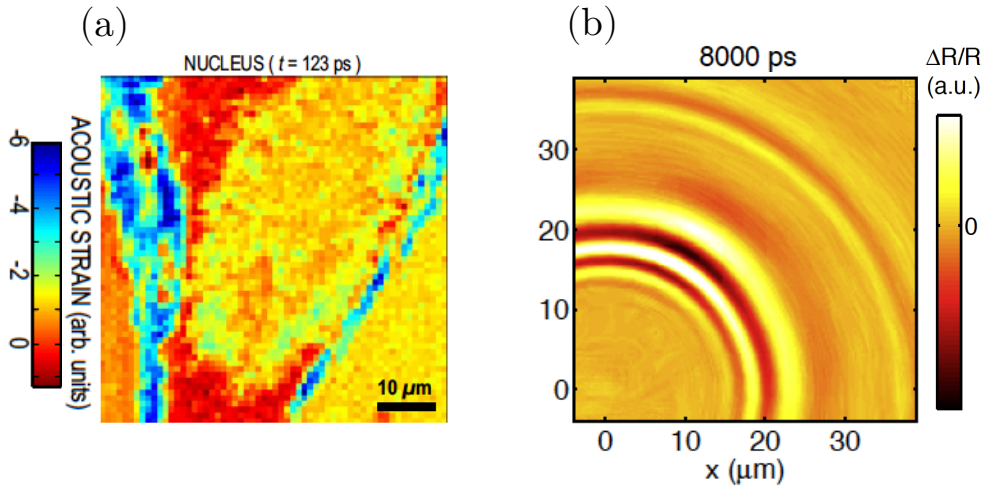


Fig. 4.3 – (a) Image acoustique d'un noyau de cellule d'après Dehoux et al.<sup>91</sup> L'image est prélevée pour un retard pompe sonde tel que chaque pixel représente l'intensité d'un écho acoustique réfléchi. (b) Ondes à la surface d'un échantillon de tungstène d'après Abbas et al.<sup>93</sup> Chaque pixel représente un décalage spatial entre la pompe et la sonde. On observe une onde de Rayleigh et une onde longitudinale rasante.

La rapidité d'acquisition d'un signal offerte par ce dispositif expérimental a déjà été exploitée pour cartographier les propriétés physiques d'échantillons. Nous pouvons par exemple citer l'imagerie de cellules biologiques<sup>91</sup> (fig. 4.3(a)). Pour ces expériences, l'acquisition de signaux est faite en réflexion, en gardant les lasers pompe et sonde alignés et les taches focales confondues. L'échantillon repose sur une platine de translation, ce qui permet de répéter la mesure en plusieurs points. On obtient alors de façon rapide une image d'une cellule individuelle à partir de l'analyse des ondes longitudinales réfléchies. C'est le coefficient de réflexion acoustique à l'interface entre le transducteur et la cellule qui est sondé.

Il est également possible grâce à ce montage de cartographier la propagation d'ondes de surface se propageant à la surface libre d'un transducteur mince<sup>93</sup> (fig. 4.3(b)). Ici les taches focales des lasers pompe et sonde ne sont plus superposées, et c'est ce décalage spatial qui permet d'imager la propagation des ondes de surface. Nous détaillerons dans la section suivante comment obtenir ce décalage spatial.

#### 4.1.1.1 Dispositif de balayage de l'échantillon

De manière à reproduire expérimentalement les expériences numériques proposées dans le chapitre 3, il est nécessaire d'obtenir un ensemble de signaux qui correspondent à différents décalages spatiaux ( $i\delta x$  avec  $i \in \llbracket -N, N \rrbracket$ ) entre la tache focale de la pompe et celle de la sonde. En théorie, il suffit de décaler le pointé du faisceau sonde par rapport à celui du faisceau pompe. Cependant, le faisceau sonde une fois réfléchi sur l'échantillon est collecté par un photodétecteur, et le désalignement de la sonde par rapport à la pompe entraînerait en conséquence une modification de l'alignement du faisceau sonde réfléchi vers la détection.

Pour s'affranchir de cette difficulté expérimentale, le faisceau pompe est décalé par rapport à la sonde. En effet, l'alignement du faisceau pompe réfléchi n'est pas critique car celui-ci n'est pas détecté. C'est donc la position du point d'excitation sur l'échantillon qui varie, quand le faisceau sonde lui reste fixe. Il s'agit ici d'un exemple de l'utilisation du principe de réciprocité, déjà abordé lors de l'établissement des fonctions de directivité dans le premier chapitre.

Pour faire varier la position de la tache focale de la pompe par rapport à la sonde, un système afocal<sup>b</sup> a été introduit dans le trajet du faisceau pompe. Ce système est illustré sur la figure 4.4. Le faisceau pompe collimaté incident est transformé en un autre faisceau collimaté. Ce système est composé de deux lentilles L1 et L2 ayant pour distance focale 15 cm. La distance séparant ces deux lentilles est égale à la somme des distances focales, de sorte à ce que la divergence du faisceau en sortie soit nulle. Le décalage spatial sur l'échantillon s'opère en translatant légèrement

---

b. Ce système a également été qualifié de confocal dans la littérature<sup>10</sup> car les deux lentilles du télescope partagent le même foyer.

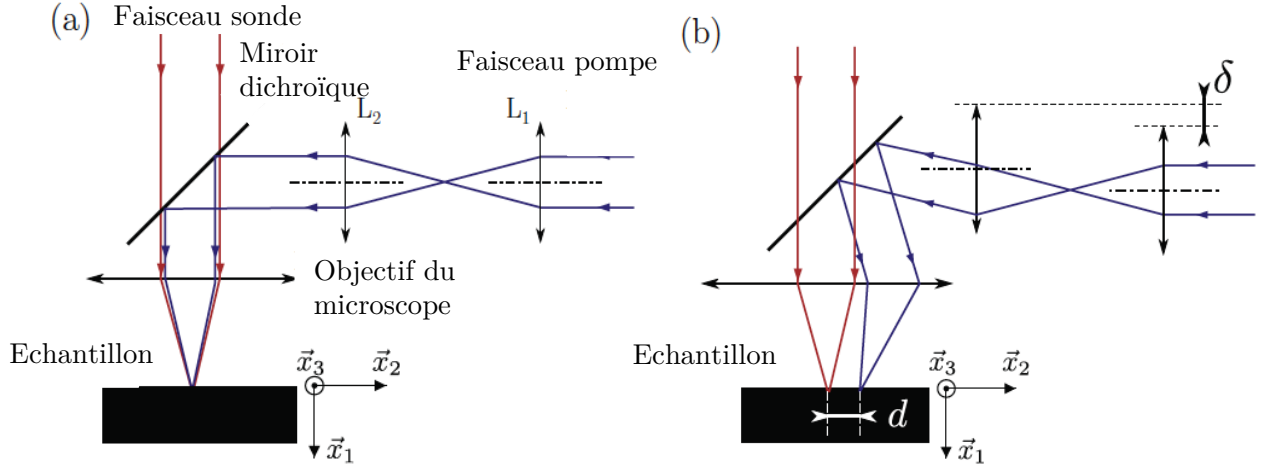


Fig. 4.4 – Déplacement du point de focalisation pompe sur la surface de l'échantillon. (a) Les lentilles du télescope  $L_1$  et  $L_2$  sont alignées, les faisceaux pompe et sonde sont superposés. (b) La translation de  $L_2$  d'une distance  $\delta$  sépare le point de détection d'une distance  $d$  par rapport au point de génération. Adapté d'après Higuett et. al.<sup>10</sup>

l'axe optique de la lentille  $L_1$  par rapport à l'axe du faisceau pompe. La relation entre le décalage  $\delta$  de la lentille  $L_1$  et la distance  $d$  entre la pompe et la sonde sur l'échantillon est linéaire. Nous allons maintenant donner plus de détails quant au signal détecté par la sonde.

#### 4.1.1.2 Détection élasto-optique

L'impulsion sonde détecte la variation de la réflectivité induite par le passage des perturbations physiques engendrées par les impulsions pompe. Ce changement de réflectivité est une somme de termes prenant en compte le déplacement de la surface de détection, la déformation  $\eta$  dans la profondeur de pénétration optique, et un terme lié à la variation de température, il s'exprime<sup>94</sup>

$$\frac{\Delta R}{R} = 2k_0 j u_0 + \frac{j k_0}{2A_0 B_0} \int_0^L \left( \frac{\partial \epsilon}{\partial \eta} \eta(x_1, t) + \frac{\partial \epsilon}{\partial T} T(x_1, t) \right) A^2 e^{2jkx_1} dx_1, \quad (4.3)$$

où  $k_0$  est le nombre d'onde optique dans le vide ;  $k = k_0 n$  ;  $A_0$  et  $B_0$  sont les amplitudes des champs électriques incidents et réfléchis ;  $\epsilon = n^2$  est la permittivité électrique du milieu ;  $A$  est l'amplitude du champ électrique dans l'échantillon ;  $\eta(x_1)$  est la déformation ;  $T(x_1)$  la température et  $L$  l'épaisseur de l'échantillon.

Le premier terme de l'équation 4.3 est imaginaire. Lorsque la surface de détection se déplace, l'onde électromagnétique constituant le faisceau sonde subit un déphasage (par rapport

au faisceau réfléchi quand il n'y a pas déplacement) dû à la différence de marche causée par ce déplacement. Ce terme de phase peut être sondé grâce à une détection interférométrique. Le deuxième terme en  $\frac{\partial \epsilon}{\partial \eta}$  est lié au couplage élasto-optique sur la profondeur de pénétration optique de la sonde. Le troisième terme est lié à l'influence de la variation de température, que nous n'étudierons pas ici. Ce terme a en effet un contenu fréquentiel très bas par rapport à celui de la déformation acoustique.

### Détection des déplacements de surface

Les calculs théoriques introduits dans les deux premiers chapitres de cette thèse présentent la répartition spatiale de l'amplitude des déplacements générés par une source laser. Il faut donc expérimentalement sonder les déplacements normaux induits au niveau de la surface de détection par le champ acoustique. Nous avons choisi d'utiliser la technique de la détection de distorsion de faisceau (*BDD*<sup>c</sup>). Cette méthode présente l'avantage d'être plus simple à mettre en oeuvre qu'une mesure interférométrique classique.

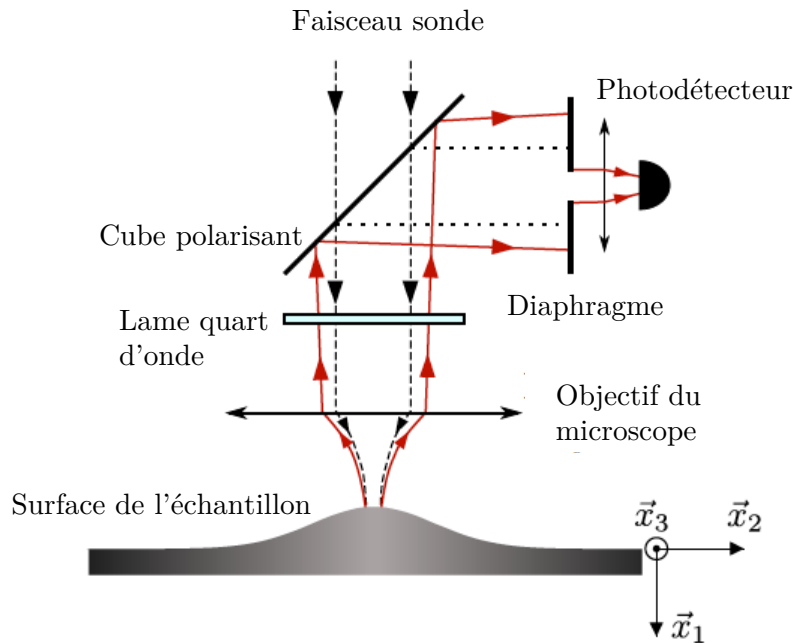


Fig. 4.5 – Illustration de la méthode BDD. Lorsqu'il y a déplacement de la surface de l'échantillon, la sonde est défocalisée (trait continu). Le trajet de la sonde lorsque la surface est au repos est présenté en pointillés.

Cette technique est illustrée sur la figure (4.5). Une perturbation physique entraînant un déplacement de la surface de détection a pour effet d'induire une défocalisation du laser sonde.

c. BDD pour Beam Distortion Detection en anglais.

En introduisant un diaphragme sur le trajet retour de la sonde en amont du photodétecteur, la variation d'intensité du faisceau est mesurée. Ce changement d'intensité, provoqué par la modification du rayon du point de focalisation de la sonde est alors relié au déplacement de la surface. Lors d'une mesure BDD, la variation de la réflectivité (4.3) peut être réécrite sous la forme :

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta R_r}{R} + \frac{\Delta R_d}{R} + j \frac{\Delta R_i}{R}. \quad (4.4)$$

Le signal détecté est donc une combinaison de plusieurs éléments. La partie imaginaire de l'équation (4.4) est détectable avec un montage interférométrique, la partie réelle correspond au signal réflectométrique. Le premier terme de l'équation (4.4) correspond au changement de réflectivité  $\frac{\Delta R_r}{R}$  dû à la déformation, (correspondant au premier terme de l'intégrande de l'équation 4.3). Le deuxième terme  $\frac{\Delta R_d}{R}$  est la contribution BDD. Afin de sonder le déplacement de surface seulement, le dernier de ces deux termes doit être prépondérant. Il faut pour cela que les coefficients photoélastiques  $\frac{\partial \epsilon}{\partial \eta}$  de l'échantillon soient relativement faibles, et que la longueur d'onde acoustique soit bien supérieure à la longueur de pénétration optique. Ceci est donc justifié dans notre étude, la pénétration optique étant de l'ordre de la dizaine de nanomètres, tandis que la longueur d'onde acoustique est de l'ordre du micron.

Nous pouvons noter qu'il existe une technique de détection sensiblement équivalente, appelée *défectométrie*. Dans ce cas, une lame de couteau est utilisée sur le trajet retour de la sonde. La mesure n'est alors plus sensible au déplacement, mais au gradient du déplacement selon la surface provoqué par le champ acoustique. Cette technique ne permet cependant pas la détection directe de la contribution du déplacement normal de la surface de détection engendré par le champ acoustique, et n'a donc pas été retenue.

## 4.2 Synthèse de FPV à partir de signaux expérimentaux

Nous présentons maintenant les signaux acquis grâce au dispositif expérimental détaillé dans la section précédente. Dans un premier temps, les signaux individuels sondés sont présentés, nous introduirons ensuite les FPV formés grâce à ces signaux individuels.

### 4.2.1 Signature de la diffraction acoustique sur les signaux individuels

L'échantillon utilisé pour ces mesures est conforme à celui décrit dans le chapitre 3. Il s'agit d'une couche mince de titane d'épaisseur  $3 \mu\text{m}$  déposée sur un demi-espace de saphir. La configuration de mesure est celle décrite dans la section 2.3.2. La pompe et la sonde sont focalisées à

l'interface titane/saphir, la surface supérieure de l'échantillon est libre, chaque écho acoustique enregistré a donc été réfléchi au moins une fois à la surface libre du titane.

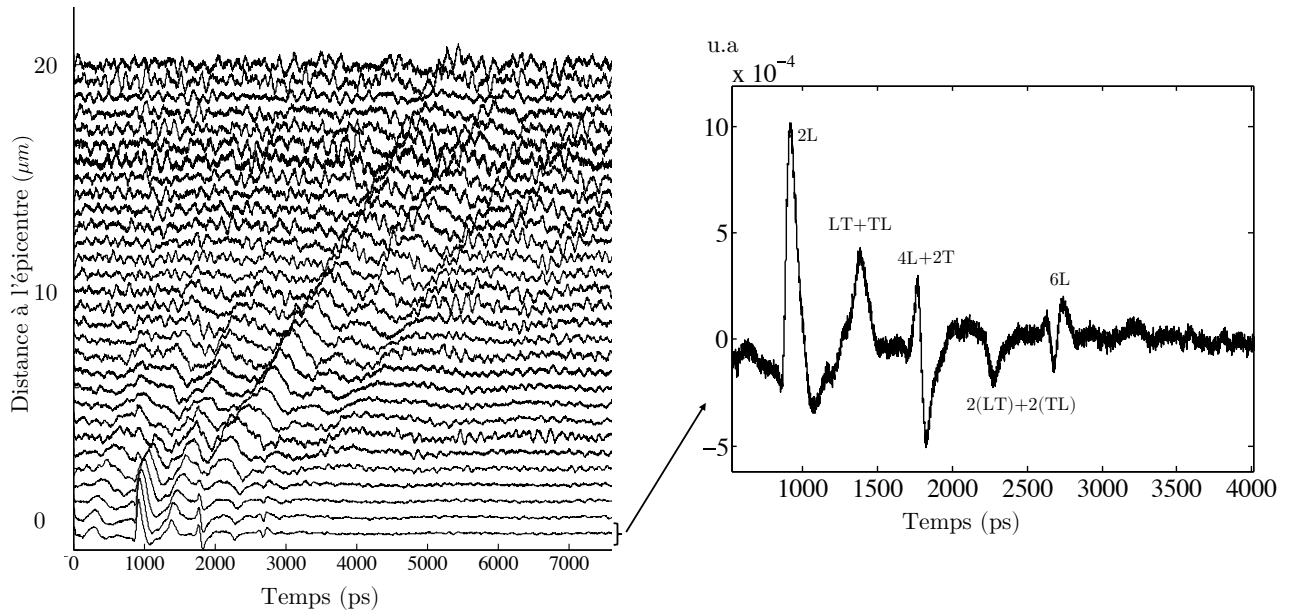


Fig. 4.6 – Signature de la diffraction acoustique sur des signaux individuels. (a) Evolution temporelle de la réponse acoustique de l'échantillon en fonction du décalage pompe sonde. Chaque signal est normalisé par sa valeur maximale. (b) Signal acoustique à l'épicentre, les échos longitudinaux (2L,4L) et transverses (2T) sont annotés. On observe la présence d'échos résultant de conversion de mode (LT et TL).

La figure (4.6) représente les signaux individuels sondés dans l'échantillon en réflexion en fonction de la distance pompe sonde. Lors d'une mesure expérimentale en acoustique picoseconde, outre la présence des événements acoustiques, deux éléments particuliers caractérisent le signal. Le pic de coïncidence d'une part, qui correspond à une forte élévation quasi instantané du changement de réflectivité, celui-ci définit l'instant  $t = 0$ . D'autre part, la composante thermique d'un signal expérimental en acoustique picoseconde est matérialisée par une lente décroissance<sup>d</sup>. Dans nos mesures, un polynôme permettant de reproduire ce comportement décroissant est soustrait au signal, afin de ne garder que la composante acoustique de celui-ci.

Nous avons choisi de représenter chaque signal normalisé par sa valeur maximale. En notant chaque signal  $s_i(t)$ , chaque signal  $s_i^{norm}(t)$  représenté sur la figure (4.6(a)) est tel que  $s_i^{norm}(t) = \frac{s_i(t)}{\max(s_i(t))}$  où  $\max(s_i(t))$  est la valeur maximale du signal  $s_i(t)$ . Nous pouvons ainsi suivre l'évolution des événements acoustiques pour plusieurs distances pompe/sonde. Un ensemble de 120 signaux ont été détectés entre l'épicentre  $x_2 = 0$  et  $x_2 = 20 \mu\text{m}$ . Nous pouvons ici constater la complexité du champ acoustique sondé.

d. Sur un signal expérimental, le pic de coïncidence et la décroissance thermique n'existent que lorsque les faisceaux pompe et sonde sont superposés.



La figure (4.6(b)) représente le signal à l'épicentre. Outre la présence des échos longitudinaux, nous pouvons noter sur ce signal la présence d'échos ayant subi une conversion de mode à la surface libre (notés  $LT$  et  $TL$ ). Les temps d'arrivée de ces événements acoustiques confirment les valeurs théoriques des célérités présentées dans le tableau (1.1). Si le diamètre  $d_p$  de la tache focale de la pompe est d'environ  $1 \mu\text{m}$ , la limite du champ proche est  $x^{chpL} = d_p^2/\lambda$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde acoustique considérée. En considérant les propriétés du titane (voir tab.1.1), la limite du champ proche est estimée à environ  $x^{chpL} = 1 \mu\text{m}$  pour des ondes longitudinales de fréquence 6 GHz (ou pour des ondes transverses de fréquence 3 GHz). Avant d'être sondé, l'écho parcourt au minimum 6 microns. Les échos  $LT$  et  $TL$  sont donc obtenus par diffraction<sup>e</sup>. Un événement acoustique correspondant au temps  $LT$  ou  $TL$  est synonyme de génération d'onde planes obliques car la conversion de mode est impossible en incidence normale. Cependant, cette génération d'ondes obliques et leur détection à l'épicentre ne permet pas d'exploiter directement les informations liées aux échos transverses générés.

Dans le titane, la célérité de l'onde transverse est de l'ordre de la moitié de celle de l'onde longitudinale. Le temps d'arrivée de l'onde de cisaillement est donc environ le double de celui d'une onde longitudinale. L'identification des contributions longitudinales  $4L$  et transverses  $2T$  dans le signal est donc difficile, ou même impossible. Le temps d'aller-retour d'une onde transverse  $2T$  est approximativement équivalent à celui de deux aller-retour pour une onde longitudinale  $4L$  (fig. 4.6(b)). Ce chevauchement temporel empêche la différenciation du mode détecté, ce qui est un frein à l'analyse de l'information fournie par le signal.

D'autre part, comme on peut le distinguer sur la figure (4.6(a)) pour des temps inférieurs au temps d'arrivée de l'écho  $2L$ , le signal n'est pas composé des informations seulement liées aux ondes de volume. Des ondes d'interface (longitudinales rasantes, ou de Stoneley) ainsi que des ondes de tête peuvent également enrichir le signal. Celles-ci ne sont pas analysées dans ce travail. Au contraire, ces événements supplémentaires peuvent masquer l'information recherchée relative aux ondes transverses. C'est pour cette raison que nous proposons d'utiliser l'ensemble de ces signaux afin de synthétiser des FPV expérimentaux pour isoler l'information relative aux échos transverses, de la même manière que dans le chapitre 3.

### 4.2.2 Synthèse de FPV expérimentaux

Dans cette section nous présentons la synthèse de FPV effectuée avec les signaux individuels présentés dans le dernier paragraphe. Certains sont illustrés sur la figure (4.6(a)). Après avoir supprimé la décroissance thermique par soustraction d'un polynôme, ces signaux sont retardés

---

e. Au sens de la définition partie 1.2.2

et sommés (éq. 1.39) pour former des FPV virtuels à partir de signaux expérimentaux. La

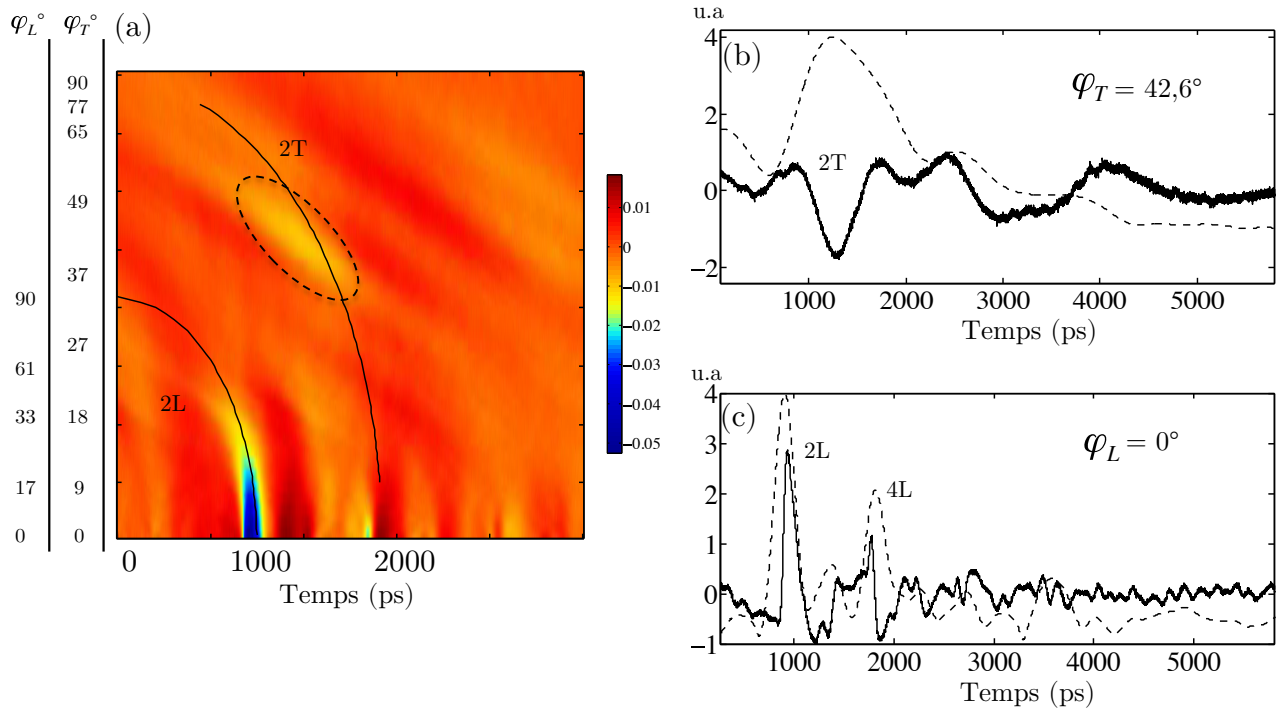


Fig. 4.7 – (a) Chronogramme des FPV expérimentaux synthétisés. (b) FPV synthétisé pour  $\varphi_T = 42,6^\circ$ , en pointillé figure le module de la convolution avec une ondelette de fréquence centrale 2 GHz. (c) Un FPV synthétisé pour  $\varphi_L = 0^\circ$ , en pointillé, le module de la convolution avec une ondelette de fréquence centrale 6 GHz. L'échelle verticale des figures (b) et (c) est relative aux FPV.

figure (4.7(a)) présente un chronogramme à la manière de celui proposé sur la figure (3.2). Il représente l'amplitude des FPV expérimentaux synthétisés en fonction de l'angle du vecteur d'onde avec la normale à l'échantillon du FPV synthétisé. Pour plus de lisibilité, tous les FPV synthétisés sont représentés par un dégradé de couleur, ce qui permet de repérer les zones où les événements acoustiques ont une forte amplitude. Les courbes noires représentent les temps d'arrivée théoriques des échos 2L et 2T. La superposition de ces courbes théoriques avec les événements acoustiques longitudinaux et transverses représentés par des zones colorées d'intensités différentes indique que les temps d'arrivées des échos synthétisés correspondent aux temps théoriques attendus. Les figures (4.7(b)) et (4.7(c)) représentent des FPV pour deux angles  $\varphi_L$  et  $\varphi_T$  différents. La zone encadrée sur la figure (4.7(a)) correspond à une valeur de  $\delta t/\delta x$  pour laquelle le mode longitudinal ne peut pas être synthétisé. Seuls des échos transverses composent les FPV, comme l'illustre la figure (4.7(b)). Cette zone sera plus finement analysée dans la prochaine section.

Nous avons montré que lorsque les conditions expérimentales favorables sont réunies, la synthèse de FPV permet de synthétiser des échos transverses. Nous allons maintenant analyser plus finement la répartition spatiale de l'amplitude de ces échos, et ainsi faire le parallèle avec les fonctions de directivité théoriques introduites dans les chapitres précédents.

### 4.3 Analyse des FPV synthétisés

#### 4.3.1 Mesures en réflexion dans une couche de titane déposée sur un demi-espace de saphir

Dans la section précédente nous avons présenté la synthèse de FPV à partir de signaux expérimentaux. Nous allons maintenant étudier en détail la répartition des déplacements en fonction de l'angle du vecteur d'onde du FPV synthétisé avec la normale à l'échantillon. La méthode pour traiter les signaux est semblable à celle utilisée dans le chapitre précédent pour le traitement des simulations. Nous nous intéressons ici à la répartition spatiale de l'amplitude des échos  $2T$  détectés. La figure (4.8) montre la comparaison entre la répartition des amplitudes issues des calculs et les résultats expérimentaux. Rappelons, en reprenant les notations du chapitre 2, que dans cette configuration expérimentale, le déplacement normal engendré par le passage d'une onde transverse est de la forme  $f_{gen,T}^{ti/sap} \times R_{TT}^{ti/air} \times f_{det,T}^{ti/sap}$ . La figure (4.8) présente la confrontation entre le traitement des échos transverses synthétisés et les répartitions théoriques présentées au chapitre 2. L'accord entre la prédiction théorique et nos résultats expérimentaux est très bon. La répartition de l'amplitude et l'angle de direction pour lequel l'amplitude du déplacement normal est maximale sont retrouvés.

Notons ici que le spectre des échos  $2T$  générés est relativement bas, centré autour de quelques GHz. Une explication possible réside dans la grande distance de propagation des ondes transverses au sein de l'échantillon (plus de  $6\mu m$ ) qui a tendance à favoriser l'atténuation des hautes fréquences. Une autre raison possible est l'influence du post traitement appliqué. La somme des signaux individuels pour constituer un FPV peut avoir tendance à élargir temporellement les événements acoustiques reconstitués au sein du FPV, et ainsi abaisser leur spectre fréquentiel.

#### 4.3.2 Mesure du coefficient de réflexion à l'interface titane/glycérol

A la manière du raisonnement suivi dans le chapitre 3, nous allons maintenant sonder l'interface entre le titane et du glycérol. L'échantillon de titane est désormais recouvert d'une couche de glycérol dont les propriétés sont supposées les mêmes que celles utilisées dans le chapitre 2.

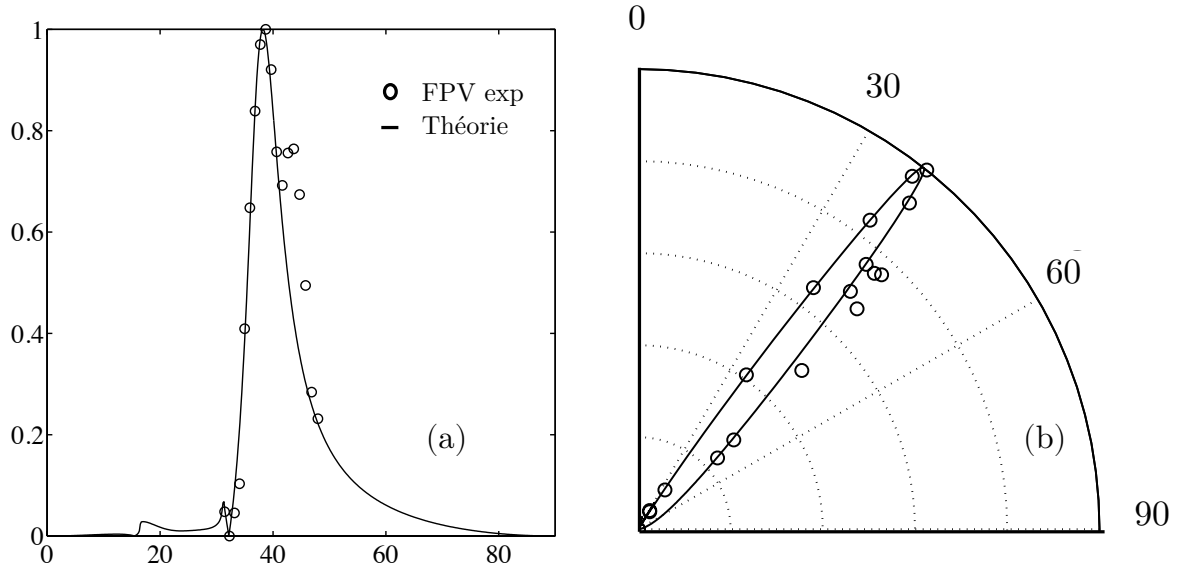


Fig. 4.8 – Comparaison entre les diagrammes de directivité transverses théoriques et expérimentaux pour une surface libre de titane pour une mesure en réflexion. Ondelette centrée à 2.5 GHz. Coordonnées cartésiennes (a) et polaires (b).

Afin de sonder les propriétés transverses du glycérol, nous proposons de comparer les FPV expérimentaux dans la configuration où l'échantillon est chargé avec celle où l'échantillon est libre. On note respectivement  $FPV_{gly}$  et  $FPV_{air}$  le module de la convolution du FPV synthétisé pour un certain angle  $\varphi_T$  dans le cas où l'échantillon est chargé et dans le cas où il est libre. Pour un écho transverse synthétisé correspondant à une valeur de  $\delta t/\delta x$  donnée, et pour une fréquence d'ondelette donnée, le rapport de ces modules est égal à :

$$\frac{FPV_{gly}}{FPV_{air}} = \frac{f_{gen,T}^{ti/sap} \times R_{TT}^{ti/gly} \times f_{det,T}^{ti/sap}}{f_{gen,T}^{ti/sap} \times R_{TT}^{ti/air} \times f_{det,T}^{ti/sap}} = \frac{R_{TT}^{ti/gly}}{R_{TT}^{ti/air}} \quad (4.5)$$

en reprenant les notations du chapitre 2. Nous pouvons donc accéder au rapport des coefficients de réflexion  $R_{TT}^{ti/gly}/R_{TT}^{ti/air}$  grâce à nos mesures expérimentales. Le travail d'analyse repose sur l'amplitude des événements acoustiques synthétisés. Deux ensembles de signaux distincts (avec et sans glycérol) doivent alors être acquis, et comparés. Cependant, la comparaison des mesures absolues avec et sans glycérol est imprécise en raison des biais expérimentaux qui affectent deux expériences distinctes (désalignement, variation d'intensité...). Nous avons donc besoin d'une calibration de chacun des jeux de signaux, ou de leur rapport. Or le rapport des FPV en incidence normale ( $\delta t/\delta x = 0$ ) peut être déterminé par ailleurs puisque seules les ondes de polarisation longitudinales interviennent alors.

La célérité des ondes longitudinales dans le glycérol est en effet accessible expérimentalement, <sup>87</sup> nous l'avons mesurée par diffusion Brillouin cohérente et la valeur obtenue est  $v_L^{gly}=2900$  m/s. Les vitesses de propagation des ondes longitudinale et transverse dans le titane, portées dans le tableau (1.1) ont été confirmées par l'analyse des temps d'arrivée des événements acoustiques sur les signaux individuels. Nous obtenons donc que le rapport des amplitudes des FPV avec et sans glycérol synthétisés pour  $\delta t/\delta x = 0$  doit être de  $R_{LL}^{ti/gly}/R_{LL}^{ti/air}\Big|_{\varphi_L=0} = 0.77$ .

Alors, en considérant que l'amplitude de l'écho  $2L$  issue du  $FPV_{air}$  est égale à 1 pour  $\delta t/\delta x = 0$ , on fixe arbitrairement l'amplitude du  $FPV_{gly}$  à 0.77. Ainsi, en fixant le rapport  $FPV_{gly}^{norm}/FPV_{air}\Big|_{\varphi_L=0}$  égal à  $R_{LL}^{ti/gly}/R_{LL}^{ti/air}\Big|_{\varphi_L=0}$ , on obtient un coefficient de normalisation grâce auquel l'ensemble des  $FPV_{gly}^{norm}$  sont calibrés en amplitude pour des valeurs de  $\varphi_L$  et  $\varphi_T$  comprises entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$ .

La figure (4.9(a)) présente l'évolution des modules des coefficients de réflexion  $R_{LL}^{ti/gly}$  et  $R_{LL}^{ti/air}$  en fonction de l'angle du vecteur d'onde de front plan incident avec la normale à la surface de l'échantillon. C'est grâce à l'écart connu par ailleurs entre ces deux coefficients de réflexion lorsque  $\varphi_L = 0^\circ$  que nous calibrons les signaux expérimentaux.

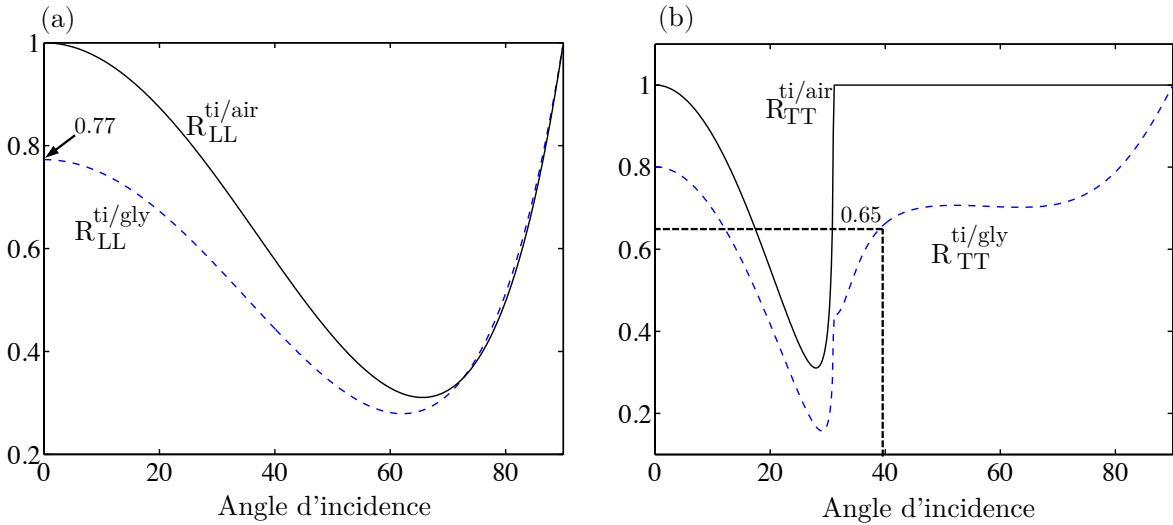


Fig. 4.9 – (a) Evolution du module des coefficients de réflexion  $R_{LL}^{ti/gly}$  et  $R_{LL}^{ti/air}$ . (b) Evolution du module des coefficients de réflexion  $R_{TT}^{ti/gly}$  et  $R_{TT}^{ti/air}$ .

La figure (4.10) présente, à la manière de la figure (3.7), les diagrammes de directivité obtenus pour des ondes transverses issus du traitement des FPV expérimentaux en superposant sur la même figure les résultats dans les cas avec et sans glycérol. Comme nous l'avons montré dans la partie précédente, les formes théoriques des diagrammes de directivité sont reproduites, l'angle

privilegié de formation des échos  $2T$  est conforme à la théorie, ainsi que les rapports d'amplitudes entre la configuration titane/air et titane/glycérol. Le rapport d'amplitude est environ égal à 0.65 pour un angle  $\varphi_T \approx 40^\circ$ . En tenant compte de la formule 4.5, il faut comparer ce résultat à la valeur de  $R_{TT}^{ti/gly} / R_{TT}^{ti/air}$  pour  $\varphi_T \approx 40^\circ$ . Cette valeur apparaît sur la figure (4.9(b)) qui illustre l'évolution des modules des coefficients de réflexion  $R_{TT}^{ti/gly}$  et  $R_{TT}^{ti/air}$  en fonction de l'angle du vecteur d'onde de l'onde transverse incidente avec la normale à la surface de l'échantillon. Le coefficient  $R_{TT}^{ti/gly}$  a été calculé pour  $v_T^{gly} = 1300$  m/s. En utilisant cette célérité transverse, on obtient un rapport  $R_{TT}^{ti/gly} / R_{TT}^{ti/air}$  pour  $\varphi_T \approx 40^\circ$  qui correspond approximativement à 0.65 également. La bonne adéquation du rapport des amplitudes des FPV issus de signaux expérimentaux et du rapport théorique confirme la valeur de la célérité des ondes transverses dans le glycérol.

Des mesures de célérité transverse dans le glycérol par diffusion Brillouin cohérente ont été effectuées en 2009 par Pézeril *et al.*<sup>66</sup> pour des fréquences comprises entre 19 et 50 GHz. Les valeurs de vitesses qui ont été mesurées dépendent linéairement de la fréquence, et sont comprises entre 1200 m/s et 1500 m/s. En extrapolant ces résultats pour des fréquences plus basses de l'ordre de quelques GHz et en les confrontant à la valeur que nous obtenons dans le paragraphe précédent, on observe que la valeur de célérité transverse obtenue dans notre travail paraît légèrement au dessus de celle attendue, extrapolée à partir des mesures de Pézeril *et al.*<sup>66</sup> L'écart peut être expliqué par plusieurs facteurs. D'une part, la valeur de la vitesse des ondes longitudinales dans le glycérol utilisée pour la calibration peut être discutée, car celle-ci varie en fonction de la fréquence.<sup>73</sup> En effet la célérité des ondes de polarisation longitudinale entre dans un calcul visant à identifier la célérité des ondes transverses de fréquences 2.5 GHz alors qu'elle a été mesurée par interaction Brillouin à une fréquence supérieure. D'autre part, la difficulté expérimentale de la méthode utilisée affecte la répétabilité des résultats, ce qui peut également être à l'origine de biais expérimentaux.

Nous pouvons ici ajouter que la précision de notre mesure de célérité pourrait être améliorée. L'obtention d'une valeur de la célérité transverse pour le milieu à sonder est directement liée à l'amplitude de l'écho détecté. Or, une étude de la variation du module de  $R_{TT}^{ti/gly}$  en fonction de la célérité transverse dans le glycérol dans la section 3.2.3.3 illustre que pour le couple saphir/titane, la direction privilégiée des ondes transverses coïncide avec une faible variation du coefficient de réflexion  $R_{TT}^{ti/gly}$  en fonction de la célérité transverse dans le glycérol. Par conséquent, il serait bon d'opter pour un transducteur pour lequel la direction de génération privilégiée correspond à un angle où de grands écarts des valeurs du module de  $R_{TT}^{ti/gly}$  sont observés en fonction de la variation de la vitesse de propagation des ondes transverses dans le glycérol.

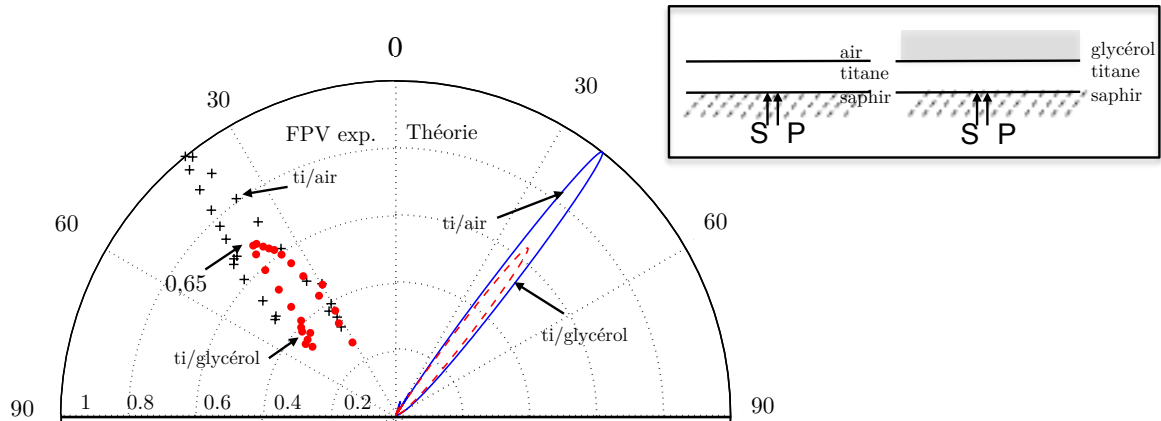


Fig. 4.10 – Directivités pour des ondes transverses pour une configuration en réflexion, rappelée dans l’encart. Comparaison entre la directivité théorique (droite), et la directivité issue du traitement des FPV (gauche). La fréquence centrale de l’ondelette pour le traitement des FPV est de 2.5 GHz.

## 4.4 Conclusion

Ce chapitre a été l’occasion de présenter le dispositif expérimental d’acoustique picoseconde utilisé dans ce travail. Les caractéristiques et avantages de l’échantillonnage hétérodyne ont été présentés. Une méthode simple de détection des signaux de déplacements de surface a été employée.

Grâce à un ensemble de mesures de déplacements individuels pour différents décalages spatiaux pompe/sonde nous avons vérifié l’hypothèse sur laquelle repose notre travail, à savoir la diffraction de la source acoustique. Ainsi, nous avons pu appliquer la synthèse de FPV à l’ensemble de ces signaux expérimentaux. Les diagrammes de directivité obtenus après post traitement des échos transverses synthétisés ont été confrontés aux modèles théoriques du chapitre 2. Enfin le coefficient de réflexion à l’interface titane/glycérol a été expérimentalement sondé grâce à cette méthode, nous avons ainsi pu voir l’influence du glycérol sur la coefficient de réflexion  $R_{TT}$  et ainsi obtenir une valeur de la célérité transverse dans le glycérol en accord avec les résultats de la littérature.

Ce dernier chapitre a exposé la validation expérimentale des modèles théoriques présentés dans ce manuscrit. L’avantage de la synthèse de FPV est notamment la possibilité de s’affranchir des contraintes expérimentales (problème de différenciation des modes notamment) liées à la détection de signaux individuels. La possibilité de synthétiser un signal comprenant une information seulement relative au mode de cisaillement donne accès aux propriétés transverses d’un milieu. En contrepartie, la synthèse de FPV nécessite d’effectuer une cartographie de l’échantillon, ce qui réduit la résolution latérale de la mesure de la propriété transverse du matériau sondé.

Dans l'optique d'une cartographie d'un milieu inconnu par analyse de FPV transverses, il serait nécessaire de prendre en compte cet aspect, afin de minimiser autant que possible la résolution latérale. Un compromis entre la structure de l'échantillon, qui détermine la répartition spatiale des déplacements générés et l'évolution du module du coefficient de réflexion  $R_{TT}$  en fonction de l'angle d'incidence, doit également être pris en compte.





# Conclusion générale

L'objectif initial de notre travail était la mise au point d'une méthode expérimentale pour sonder les propriétés transverses d'un milieu à des fréquences supérieures au gigahertz. Nous avons dans un premier temps établi une méthode pour générer et contrôler la directivité des ondes transverses, puis nous avons ensuite appliqué cette méthode à la mesure des propriétés de cisaillement du glycérol.

Nous avons vu que lorsque le transducteur était de nature isotrope, la génération d'ondes dont le vecteur d'onde est oblique par rapport à surface de génération favorisait la génération d'ondes transverses. Dans un premier temps nous avons déterminé la répartition de l'amplitude du déplacement associé à une onde de polarisation longitudinale ou transverse lors de l'interaction entre la pompe et un demi-espace libre. Ces répartitions d'amplitude établies à l'aide du principe de réciprocité sont appelées fonction de génération. Celles-ci ont ensuite été calculées lorsque la source laser est située à l'interface entre deux demi-espaces dont l'un est transparent, de manière à reproduire fidèlement la configuration de l'échantillon utilisé dans cette thèse.

Nous avons ainsi déterminé les zones d'intérêt qui sont les directions pour lesquelles l'amplitude du déplacement généré par l'onde transverse est la plus importante. Afin de sélectionner les ondes transverses dont la direction des vecteurs d'ondes coïncide avec ces zones d'intérêt, nous avons choisi d'utiliser une méthode particulière de post traitement dite de synthèse de FPV. Cette méthode consiste à sommer entre eux un ensemble de signaux individuels sondés le long d'une ligne en leur imposant un décalage temporel.

Nous avons discuté dans le chapitre 2 quelle était la meilleure configuration expérimentale pour sonder les propriétés transverses d'un milieu inconnu donné. Lors de l'acquisition d'un signal, c'est la composante normale de la déformation ou du déplacement qui est sondée. Pour prédire au mieux les résultats expérimentaux, nous avons démontré en utilisant le théorème de réciprocité que déterminer la composante normale du déplacement engendré à la surface de détection par le passage d'une onde de volume revenait à multiplier ce déplacement par une fonction de détection identique à ce que serait la fonction de génération dans un régime d'ablation. Ceci a mis d'autant plus en lumière l'importance des coefficients de réflexion dans ce

travail. Ils sont présents d'une part dans les fonctions de génération et de détection, mais sont également déterminants dans l'analyse des fronts d'ondes réfléchis à l'interface entre le titane et le milieu dont on cherche à connaître les caractéristiques.

Une configuration en réflexion s'est révélée être la plus pertinente, dans laquelle le matériau à sonder repose sur la face arrière, la pompe et la sonde étant focalisées sur la face avant. Cette configuration permet d'avoir accès aux propriétés transverses du matériau que l'on cherche à sonder par l'intermédiaire d'une étude du coefficient de réflexion. Cette configuration permet également sous certaines conditions de s'affranchir des fonctions de génération et de détection. Ainsi l'information sondée ne dépend plus que du coefficient de réflexion. La célérité des ondes de polarisation transverse à l'intérieur du milieu à sonder peut ainsi être reliée à ce coefficient de réflexion transverse.

Les deux derniers chapitres ont été l'occasion de vérifier numériquement et expérimentalement les calculs théoriques présentés dans les deux premiers chapitres. Dans le chapitre 3, nous avons validé la méthode de synthèse de FPV à l'aide de signaux de déplacement calculés numériquement. Nous avons également démontré qu'il était possible de faire varier la composante  $k_2$  du vecteur d'onde synthétisé, et ainsi de pouvoir synthétiser des fronts plans relatifs au mode de cisaillement uniquement. L'analyse par ondelettes des fronts d'onde synthétisés a validé les calculs des premiers chapitres. Ainsi, l'amplitude des événements acoustiques des FPV synthétisés dans chaque direction correspond à la répartition spatiale des déplacements engendrés par les ondes transverses générées par interaction optoacoustique. De plus, nous avons pu retrouver les amplitudes des déplacements prédits en réflexion lorsque l'échantillon de titane est chargé par du glycérol.

Forts de cette observation, des expériences ont été menées à l'aide d'un dispositif expérimental d'acoustique picoseconde. Les résultats obtenus indiquent que l'analyse des FPV synthétisés permet de retrouver de manière très satisfaisante les comportements prédits par les travaux théoriques exposés au début de cette thèse. Nous avons d'abord réussi à reproduire le comportement attendu en réflexion lorsque l'échantillon de titane est libre, et que la pompe et la sonde sont focalisés à l'interface titane/saphir. Nous avons ensuite déposé du glycérol à la surface du titane, de manière à sonder le coefficient de réflexion à l'interface titane/glycérol.

Les validations numériques et expérimentales des modèles théoriques et de la méthode de synthèse de FPV démontrent la fiabilité de l'outil utilisé dans ce travail. La possibilité de générer des ondes transverses, et de contrôler et sélectionner le mode généré dans le but de sonder les propriétés transverses d'un milieu a été établie. Ceci a été illustré dans une couche mince de

titane d'épaisseur  $3 \mu\text{m}$  dans laquelle des FPV ont pu être synthétisés à partir de signaux expérimentaux.

Nous pouvons ici évoquer certaines améliorations et perspectives qui pourraient être envisagées dans des travaux futurs. Comme nous l'avons déjà souligné, il pourrait être intéressant d'affiner le choix des matériaux constituant le transducteur, leurs propriétés étant déterminantes pour la répartition spatiale des amplitudes des ondes générées dans le transducteur. Il serait judicieux de combiner des matériaux dont les propriétés mécaniques sont de nature telle que les angles pour lesquels l'amplitude des ondes générées est la plus grande coïncide avec ceux pour lesquels le coefficient de réflexion à l'interface entre le transducteur et le milieu à sonder varie fortement en fonction de la vitesse transverse du milieu à sonder. Expérimentalement, nous avons sondé le déplacement à la surface de détection à l'aide de la méthode BDD. Des mesures interférométriques pourraient également compléter ces résultats. D'autre part, lors d'une mesure en réflexion, nous avons fait le choix de supposer l'interface entre le titane et le glycérol parfaite. L'influence de la qualité de l'interface<sup>11</sup> dans le calcul des coefficients de réflexion pourrait être prise en compte, notamment dans la perspective de sonder les propriétés transverses d'une cellule biologique. Enfin, les fréquences caractéristiques des signaux expérimentaux proposés dans notre travail sont de l'ordre de quelques gigahertz. La synthèse de front étant applicable quelque soit le spectre des signaux considérés, l'optimisation des propriétés de la source, notamment la réduction de sa taille, permettrait de générer des FPV avec des échos de plus hautes fréquences.

A court terme, l'application de la méthode pour sonder les propriétés de cisaillement d'un milieu proposée dans ce mémoire aux milieux biologiques pourrait permettre d'obtenir des informations complémentaires à celles déjà obtenues grâce aux ondes longitudinales. Le comportement mécanique d'une cellule biologique individuelle pourrait ainsi être sondé grâce à la synthèse de FPV. Pour y parvenir, il est tout à fait possible d'adapter le dispositif expérimental utilisé dans nos expériences et de remplacer le glycérol par une cellule biologique. Une cartographie des coefficients de réflexion transverse pourrait être ainsi réalisée, ouvrant de nouvelles perspectives dans le domaine de l'acoustique picoseconde appliquée au monde du vivant.



# Annexes



## Annexe A

# Déplacement normal généré à une surface libre par une onde incidente

Nous allons maintenant détailler le calcul de la composante normale du déplacement engendré à la surface libre d'un demi-espace élastique pour une onde incidente obliquement longitudinale, puis pour une onde transverse.

### A.1 Composante normale du déplacement engendré par le passage d'une onde incidente de polarisation longitudinale

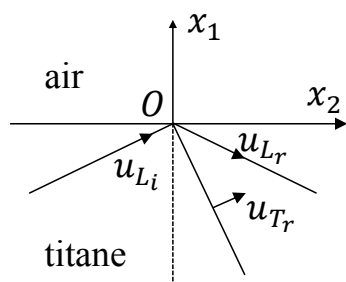


Fig. A.1 – Réflexion d'une onde incidente longitudinale sur une surface libre. Les polarisations associées aux ondes de polarisation longitudinale transverse sont représentées.

Le déplacement engendré par une onde de polarisation longitudinale incidente obliquement sur une surface libre a été discuté dans le premier chapitre, il est décrit par l'équation (1.12). Pour tout point appartenant à la surface d'un demi-espace élastique libre, ce déplacement s'écrit, en reprenant les notations du chapitre 1 :

$$\mathbf{u}_L = \mathbf{u}_{L_i} + \mathbf{u}_{L_r} + \mathbf{u}_{T_r} . \quad (\text{A.1})$$



Ce problème à trois ondes est illustré sur la figure (2.1). On peut écrire la composante normale de ce déplacement, en fonction de l'angle d'incidence  $\theta_{L_i}$  :

$$\begin{aligned} u_{x_1}^L &= u_{x_1}^{L_i} + u_{x_1}^{L_r} + u_{x_1}^{T_r}, \\ &= U_{L_i} \cos(\theta_{L_i}) - U_{L_r} \cos(\theta_{L_r}) + U_{T_r} \sin(\theta_{T_r}), \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

où l'angle  $\theta_{T_r}$  est obtenu par l'application des lois de Descartes. Il est égal à  $\theta_{T_r} = \arcsin(\nu \sin(\theta_{L_i}))$ , avec  $\nu = v_T/v_L$ . En reprenant les expressions des coefficients de réflexion définis par les équations (1.14(a)) et (1.14(b)), et comme  $\theta_{L_i} = \theta_{L_r}$ , l'expression du déplacement (2.2) devient :

$$u_{x_1}^L = U_{L_i} [(1 - R_{LL}) \cos(\theta_{L_i}) + R_{LT} \sin(\theta_{T_r})]. \quad (\text{A.3})$$

Pour exprimer complètement ce déplacement normal  $u_{x_1}^L$ , nous devons exprimer analytiquement les coefficients de réflexion  $R_{LL}$  et  $R_{LT}$  pour une onde incidente longitudinale sur une surface libre. Ceux-ci sont déterminés en appliquant les conditions limites de surface libre, à savoir l'annulation de la contrainte à la surface du demi-espace. Le problème de réflexion de l'onde longitudinale à la surface libre est alors un problème à trois ondes qui se résout analytiquement. Ceci conduit aux expressions suivantes<sup>95</sup> de  $R_{LL}$  et  $R_{LT}$  :

$$R_{LL} = \frac{\nu^2 \sin(2\theta_{L_i}) \sin(2\theta_{T_r}) - \cos^2(2\theta_{T_r})}{\nu^2 \sin(2\theta_{L_i}) \sin(2\theta_{L_i}) + \cos^2(2\theta_{T_r})}, \quad (\text{A.4a})$$

$$R_{LT} = \frac{2\nu \sin(2\theta_{L_i}) \cos(2\theta_{T_r})}{\nu^2 \sin(2\theta_{L_i}) \sin(2\theta_{L_i}) + \cos^2(2\theta_{T_r})}. \quad (\text{A.4b})$$

On peut reporter ces expressions dans (2.3) pour obtenir une expression analytique du déplacement normal  $u_{x_1}^L$ . Afin d'obtenir une expression finale en fonction seulement de l'angle d'incidence  $\theta_{L_i}$ , qui sera noté  $\theta$ , on utilise le fait que  $\cos(\theta_{T_r}) = \cos(\arcsin(\nu \sin(\theta_{L_i})) = \sqrt{1 - \nu^2 \sin^2(\theta_{L_i})}$ . On exprimera le rapport  $u_{x_1}^L/U_{L_i}$  entre la composante normale de l'amplitude du déplacement d'un point appartenant à la surface libre  $u_{x_1}^L$  et l'amplitude de l'onde incidente  $U_{L_i}$ . L'expression finale de ce déplacement normal normalisé engendré par une onde longitudinale d'amplitude  $U_{L_i}$  à la surface d'un demi-espace libre est :

$$\frac{u_{x_1}^L}{U_{L_i}} = \frac{2 \cos(\theta)(1 - 2\nu^2 \sin^2(\theta))}{4\nu^3 \sin^2(\theta) \cos(\theta)(1 - \nu^2 \sin^2(\theta))^{1/2} + (1 - 2\nu^2 \sin^2(\theta))^2}. \quad (\text{A.5})$$

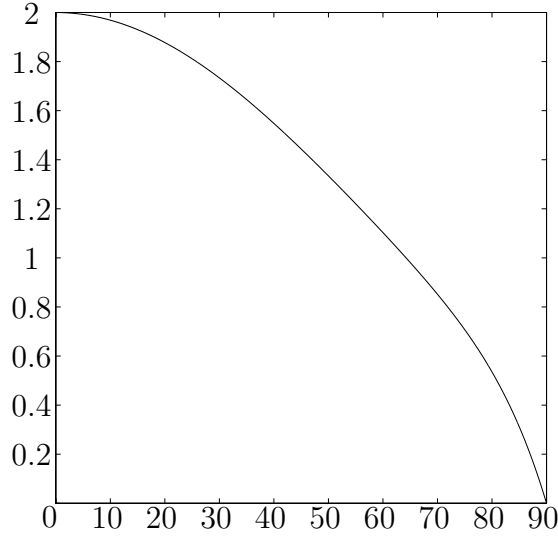


Fig. A.2 – Amplitude du déplacement normal à la surface libre normalisée par l’amplitude de l’onde incidente longitudinale, en fonction de l’angle d’incidence.

L’expression analytique de la fonction de directivité pour une source ablative pour des ondes longitudinales est donnée par Royer et Dieulesaint,<sup>42</sup> elle est obtenue en appliquant la méthode de Miller et Pursey<sup>29</sup> :

$$f_{ablation}^L(\theta) = \frac{\cos(\theta)(\nu^{-2} - 2 \sin^2(\theta))}{(\nu^{-2} - 2 \sin^2(\theta))^2 + 2 \sin(\theta) \sin(2\theta)(\nu^{-2} - \sin^2(\theta))^{1/2}}. \quad (\text{A.6})$$

Le rapport des expressions (A.3) et (A.6) indique que celles-ci sont égales, à une constante multiplicative près. La valeur de cette constante multiplicative n’est ici pas pertinente car la formule (A.6) n’a pas de normalisation au sens physique, elle représente seulement l’amplitude relative du déplacement pour chaque direction. Nous avons donc montré que le déplacement normal engendré par une onde de polarisation longitudinale à la surface d’un demi-espace libre est exactement de la même forme que le déplacement calculé par la fonction d’ablation pour des ondes longitudinales.

## A.2 Composante normale du déplacement engendré par le passage d’une onde incidente de polarisation transversale

Nous allons ici exprimer le déplacement engendré à la surface libre par une onde de polarisation transversale incidente obliquement. Ceci a été discuté dans le premier chapitre, il est décrit par l’équation (A.7). Pour tout point appartenant à la surface d’un demi-espace élastique libre,

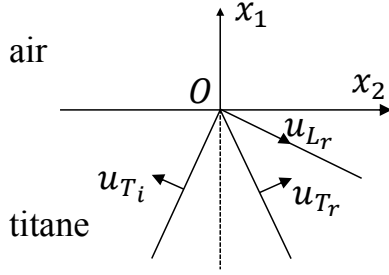


Fig. A.3 – Réflexion d'une onde incidente transverse sur une surface libre.

ce déplacement s'écrit :

$$\mathbf{u}_T = \mathbf{u}_{T_i} + \mathbf{u}_{T_r} + \mathbf{u}_{L_r}. \quad (\text{A.7})$$

Ce problème est illustré sur la figure (A.3). On peut écrire la composante normale de ce déplacement, en fonction de l'angle d'incidence  $\theta_{T_i}$  :

$$\begin{aligned} u_{x_1}^T &= u_{x_1}^{T_i} + u_{x_1}^{T_r} + u_{x_1}^{L_r}, \\ &= U_{T_i} \sin(\theta_{T_i}) + U_{T_r} \sin(\theta_{T_r}) - U_{L_r} \cos(\theta_{L_r}), \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

où l'angle  $\theta_{L_r}$  est obtenu par l'application des lois de Descartes. Il est égal à  $\theta_{L_r} = \arcsin(1/\nu \sin(\theta_{T_i}))$ . En utilisant les coefficients de réflexion définis par les équations (1.18(a)) et (1.18(b)), et comme  $\theta_{T_i} = \theta_{T_r}$ , le déplacement (A.8) devient.

$$u_{x_1}^T = U_{T_i} [(1 + R_{TT}) \sin(\theta_{T_i}) - R_{TL} \cos(\theta_{L_r})]. \quad (\text{A.9})$$

Dans une démarche analogue à celle de la section précédente pour les ondes longitudinales, nous donnons les expressions analytiques des coefficients de réflexion  $R_{TT}$  et  $R_{TL}$  pour une onde incidente transverse dans un demi-espace sur une surface libre. Les expressions<sup>95</sup> de  $R_{TT}$  et  $R_{TL}$  sont :

$$R_{TL} = \frac{-\nu \sin(4\theta_{T_i})}{\nu^2 \sin(2\theta_{T_i}) \sin(2\theta_{L_r}) + \cos^2(2\theta_{T_i})}, \quad (\text{A.10a})$$

$$R_{TT} = \frac{\nu^2 \sin(2\theta_{T_i}) \sin(2\theta_{L_r}) - \cos^2(2\theta_{T_i})}{\nu^2 \sin(2\theta_{T_i}) \sin(2\theta_{L_r}) + \cos^2(2\theta_{T_i})}. \quad (\text{A.10b})$$

On peut ainsi reporter ces expressions dans (A.9) pour obtenir une expression analytique de l'amplitude déplacement normal  $u_{x_1}^T$ . Afin d'obtenir une expression finale en fonction seulement de l'angle d'incidence  $\theta_{T_i}$ , qui sera noté  $\theta$ , on utilise le fait que  $\cos(\theta_{L_r}) = \cos(\arcsin(1/\nu \sin(\theta_{T_i}))) = \sqrt{1 - \nu^{-2} \sin^2(\theta_{T_i})}$ . L'expression finale de la composante normale du

déplacement engendré à une surface libre par une onde incidente transverse d'amplitude  $U_{T_i}$ , normalisée par l'amplitude de cette onde incidente, est égale à :

$$\frac{u_{x_1}^T}{U_{T_i}} = \frac{2\nu \sin(2\theta)}{2\nu \sin(2\theta) \sin(\theta) + (1 - \nu^{-2} \sin^2(\theta))^{-1/2} \cos^2(2\theta)} \quad (\text{A.11})$$

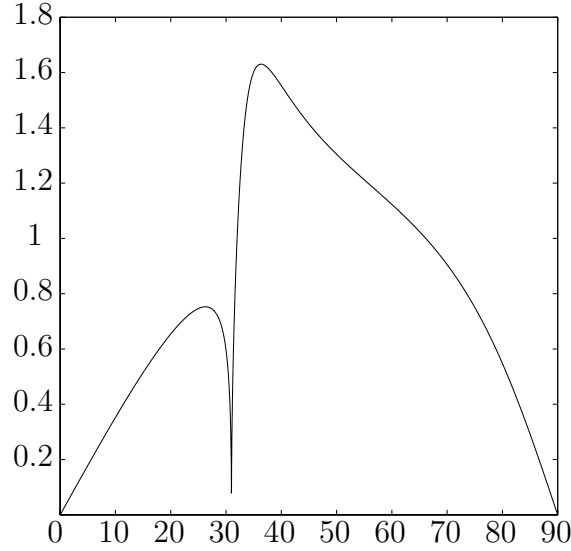


Fig. A.4 – Amplitude du déplacement normal à la surface libre normalisée par l'amplitude de l'onde incidente transverse.

Les mêmes équivalences entre déplacements calculés grâce à la fonction de directivité pour un régime d'ablation et déplacements normaux engendrés à la surface libre par une onde incidente sont valables ici pour les ondes transverses. L'expression analytique de la fonction de directivité pour une source ablative pour des ondes transverses est donnée par :

$$f_{ablation}^T(\theta) = \frac{\sin(2\theta)(\nu^{-2} - \sin^2(\theta))^{1/2}}{\cos^2(2\theta) + 2 \sin(\theta) \sin(2\theta)(\nu^{-2} - \sin^2(\theta))^{1/2}}. \quad (\text{A.12})$$

Les expressions (A.11) et (A.12) sont proportionnelles. Comme pour le cas de l'onde longitudinale incidente, les considérations sur ce rapport de proportionnalité ne sont pas pertinentes. L'allure de la fonction de directivité en ablation pour des ondes transverses est équivalente à celle du déplacement normal détecté à la surface libre pour une onde incidente transverse. Pour connaître la composante normale détectée du déplacement engendré à une surface libre par une onde incidente transverse, il faut donc multiplier les fonctions de directivité par la fonction d'ablation pour des ondes transverses.

### A.3 Conclusion

Nous avons dans cette annexe établi analytiquement que le déplacement normal engendré par une onde à une surface libre, quelque soit sa polarisation, est égal à la fonction d'ablation. Ce résultat est généralisable pour une interface solide/solide. Les équations ne sont alors pas modifiées, seuls les coefficients de réflexion changent.

## Annexe B

# Calcul du champ de déplacement dans une couche disposée entre deux demi-espaces

Dans cette annexe, nous donnons les éléments nécessaires au calcul du champ de déplacement généré à l'intérieur d'une couche prise en sandwich entre deux demi-espaces. Cette géométrie est représentée sur la figure (B.1). Dans le contexte de notre étude, le transducteur de titane est représenté par la couche mince d'épaisseur  $h$ , le saphir par le milieu 2, le milieu 1 représentant soit l'air, soit le glycérol.

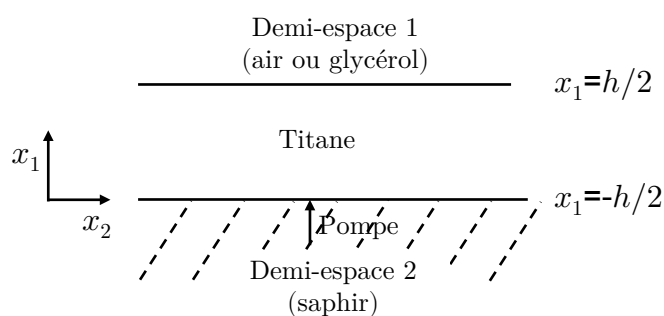


Fig. B.1 – Schéma de la géométrie étudiée, une couche mince de titane d'épaisseur  $h$  séparant deux demi-espaces, dont l'un est transparent. La pompe est focalisée à l'interface titane/saphir, en  $x_1 = -h/2$ .

Le faisceau pompe est focalisé à l'interface entre la couche et le milieu 2 en  $x_1 = -h/2$ . Le saphir est considéré parfaitement transparent. En revanche, l'absorption optique est prise en compte dans la couche mince et dans le demi-espace 1. Le calcul n'exclut donc pas que la longueur de pénétration optique  $1/\beta_c$  dans la couche soit supérieure à son épaisseur  $h$ . La

source est linéique d'extension infinie selon  $\mathbf{x}_3$ , le problème est invariant selon cette direction. On rappelle que la relation entre le champ de déplacement issu d'une source linéique et celui engendré par une source circulaire est détaillée dans la thèse de Perton.<sup>32</sup>

Pour connaître le champ de déplacement généré par interaction optoacoustique dans cette couche, on résout l'équation d'ondes. Il faut pour cela d'abord résoudre l'équation de la chaleur pour connaître l'expression de l'élévation de la température engendrée par le laser pompe, puis réinjecter cette solution dans le terme source de l'équation d'ondes. Ce sont ensuite les conditions limites mécaniques aux interfaces qui permettent de remonter au champ de déplacement.

## B.1 Spectre du champ de température

Le champ de température induit par l'absorption optique du faisceau pompe est décrit par l'équation de diffusion de la chaleur :

$$\rho C_p \frac{\partial T(x_1)}{\partial t} - \nabla \cdot [\bar{\kappa} \cdot \nabla T(x_1, t)] = W(x_1, t) \quad (\text{B.1})$$

où  $C_p$  est le coefficient de capacité calorifique massique à pression constante,  $\bar{\kappa}$  est le tenseur de conductivité thermique,  $R$  la réflectivité optique de la surface du matériau. L'énergie par unité de volume à la profondeur  $x_1$  est donnée par  $W(x_1, t) = I_0 \beta \delta(t) (1 - R) e^{-\beta(x_1 + h/2)}$ , où  $\beta$  est le coefficient d'absorption optique, inverse de la longueur de pénétration optique,  $I_0$  est l'énergie surfacique déposée par la pompe et  $\delta(t)$  représente la distribution temporelle de l'intensité de l'impulsion laser.

Comme précisé dans le chapitre 3, pour simplifier la résolution des équations, nous allons les exprimer dans le double espace de Fourier  $(\omega, k_2)$ . La température dans cet espace est notée  $\hat{T}$ . L'équation (B.1) dans cet espace a pour expression :

$$\kappa_{11} \frac{\partial^2 \hat{T}(x_1)}{\partial x_1^2} - (j\omega \rho C_p + \kappa_{22} k_2^2) \hat{T}(x_1) = -\beta I_0 (1 - R) e^{-\beta(x_1 + h/2)}. \quad (\text{B.2})$$

L'expression (B.2) est une équation différentielle du second ordre avec second membre. Sa solution  $\hat{T}(x_1)$  s'exprime comme la somme d'une solution homogène et d'une solution particulière :

$$\hat{T}(x_1) = \sum_{q=\beta, \gamma, -\gamma} \hat{T}^{(q)} e^{-q(x_1 + h/2)}. \quad (\text{B.3})$$

En notant  $\gamma$  une racine de l'équation caractéristique associée à (B.2) :

$$\gamma = \left( \frac{j\omega \rho C_p + \kappa_{22} k_2^2}{\kappa_{11}} \right)^{1/2}. \quad (\text{B.4})$$

La solution particulière s'exprime :

$$\hat{T}^{(\beta)} = \frac{\beta I_0(1-R)}{\kappa_{11}(\gamma^2 - \beta^2)}. \quad (\text{B.5})$$

A noter que pour un milieu semi-infini, une seule des exponentielles de la solution homogène doit être conservée, en fonction de sa position, s'il est situé en  $x_1 < -h/2$  ou en  $x_1 > -h/2$ . D'autre part, le milieu 2 est considéré totalement transparent, par conséquent, l'absorption optique dans ce milieu n'est pas prise en compte. L'expression du champ de température dans les trois milieux représentés sur la figure (B.1) est donc :

$$\hat{T}_2(x_1) = \hat{T}_2^{(-\gamma_2)} e^{\gamma_2(x_1+h/2)}, \quad (\text{B.6a})$$

$$\hat{T}_c(x_1) = \hat{T}_c^{(\beta_c)} e^{-\beta_c(x_1+h/2)} + \hat{T}_c^{(\gamma_c)} e^{-\gamma_c(x_1+h/2)} + \hat{T}_c^{(-\gamma_c)} e^{\gamma_c(x_1+h/2)}, \quad (\text{B.6b})$$

$$\hat{T}_1(x_1) = \hat{T}_1^{(\beta_1)} e^{-\beta_1(x_1-h/2)} + \hat{T}_1^{(\gamma_1)} e^{-\gamma_1(x_1-h/2)}, \quad (\text{B.6c})$$

où les indices  $i = \{1, 2, c\}$  sont relatifs aux deux demi-espaces et à la couche mince représentés sur la figure (B.1). L'expression du champ de température  $\hat{T}_1$  en  $e^{-q(x_1-h/2)}$  avec  $q = \{\gamma_1, \beta_1\}$  permet de fixer  $\hat{T}_1(h/2) = \hat{T}_1^{(\beta_1)} + \hat{T}_1^{(\gamma_1)}$ . On peut maintenant calculer les amplitudes des solutions homogènes  $\hat{T}_1^{(\gamma_1)}$ ,  $\hat{T}_2^{(-\gamma_2)}$ ,  $\hat{T}_c^{(\gamma_c)}$  et  $\hat{T}_c^{(-\gamma_c)}$  en exprimant les conditions aux frontières thermiques à chaque interface.

### B.1.1 Conditions aux frontières thermiques

On exprime la continuité des flux thermiques et des températures en  $x_1 = \pm h/2$  :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \hat{T}_2 = \hat{T}_c & \text{en } x_1 = -h/2, \\ \kappa_{11_2} \frac{\partial \hat{T}_2}{\partial x_1} = \kappa_{11_c} \frac{\partial \hat{T}_c}{\partial x_1} & \text{en } x_1 = -h/2, \\ \hat{T}_c = \hat{T}_1 & \text{en } x_1 = h/2, \\ \kappa_{11_c} \frac{\partial \hat{T}_c}{\partial x_1} = \kappa_{11_1} \frac{\partial \hat{T}_1}{\partial x_1} & \text{en } x_1 = h/2. \end{array} \right. \quad (\text{B.7})$$



En intégrant les expressions (B.6) dans le système (B.7), on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \hat{T}_c^{(\gamma_c)} + \hat{T}_c^{(-\gamma_c)} + \hat{T}_c^{(\beta_c)} = \hat{T}_2^{(-\gamma_2)}, \\ -\gamma_c \kappa_{11c} \hat{T}_c^{(\gamma_c)} + \gamma_c \kappa_{11c} \hat{T}_c^{(-\gamma_c)} - \beta_c \kappa_{11c} \hat{T}_c^{(\beta_c)} = \gamma_2 \kappa_{112} \hat{T}_2^{(-\gamma_2)}, \\ \hat{T}_c^{(\gamma_c)} e^{-\gamma_c h} + \hat{T}_c^{(-\gamma_c)} e^{\gamma_c h} + \hat{T}_c^{(\beta_c)} e^{-\beta_c h} = \hat{T}_1^{(\gamma_1)} + \hat{T}_1^{(\beta_1)}, \\ -\gamma_c \kappa_{11c} \hat{T}_c^{(\gamma_c)} e^{-\gamma_c h} + \gamma_c \kappa_{11c} \hat{T}_c^{(-\gamma_c)} e^{\gamma_c h} - \beta_c \kappa_{11c} \hat{T}_c^{(\beta_c)} e^{-\beta_c h} = -\gamma_1 \kappa_{111} \hat{T}_1^{(\gamma_1)} - \beta_1 \kappa_{111} \hat{T}_1^{(\beta_1)}. \end{array} \right. \quad (\text{B.8})$$

Ce système peut ensuite être mis sous forme matricielle, on pourra ainsi accéder aux amplitudes des solutions homogènes  $\hat{T}_1^{(\gamma_1)}$ ,  $\hat{T}_2^{(-\gamma_2)}$ ,  $\hat{T}_c^{(\gamma_c)}$  et  $\hat{T}_c^{(-\gamma_c)}$ .

## B.2 Spectre du champ de déplacement

Maintenant que le terme source de l'équation d'ondes est connu, nous pouvons déterminer le champ de déplacement engendré grâce aux conditions limites mécaniques aux interfaces. L'équation d'ondes s'écrit :

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = \nabla \cdot \bar{\sigma} \quad (\text{B.9})$$

où le tenseur des contraintes  $\bar{\sigma}$  s'écrit comme :

$$\bar{\sigma} = \bar{\bar{C}} : \nabla^S \mathbf{u} - \bar{\bar{C}} : \bar{\alpha} T \quad (\text{B.10})$$

où  $\bar{\alpha}$  est le tenseur de dilatation thermique. On peut ici introduire le tenseur de rigidité-dilatation défini par  $\bar{\bar{\lambda}} = \bar{\bar{C}} : \bar{\alpha}$ . L'équation d'ondes peut être réécrite dans le double espace de Fourier ( $k_2$ ,  $\omega$ ) sous la forme :

$$C_{11} \frac{\partial^2 \hat{u}_1}{\partial x_1^2} + (\rho \omega^2 - k_2^2 C_{66}) \hat{u}_1 - j k_2 (C_{12} + C_{66}) \frac{\partial \hat{u}_2}{\partial x_1} = \lambda_{11} \frac{\partial \hat{T}}{\partial x_1}, \quad (\text{B.11a})$$

$$C_{66} \frac{\partial^2 \hat{u}_2}{\partial x_1^2} + (\rho \omega^2 - k_2^2 C_{22}) \hat{u}_2 - j k_2 (C_{12} + C_{66}) \frac{\partial \hat{u}_1}{\partial x_1} = -j k_2 \lambda_{22} \hat{T}, \quad (\text{B.11b})$$

où  $C_{11}$ ,  $C_{12}$  et  $C_{66}$  sont les composantes du tenseur de rigidité en notation contractée,  $\lambda_{11}$  et  $\lambda_{22}$  sont les composantes du tenseur de rigidité-dilatation. Les expressions (B.11 (a)) et (B.11 (b)) sont des équations différentielles du second ordre avec second membre, leur solution est la somme d'une solution homogène et d'une solution particulière.

### B.2.1 Forme du champ de déplacement

L'obtention des solutions homogènes et des solutions particulières, qui dépendent de la forme du second membre, a déjà été détaillée par plusieurs auteurs.<sup>54,74</sup> La solution homogène est recherchée sous la forme  $\hat{\mathbf{u}}^h = \hat{\mathbf{U}}^h e^{jk_1 x_1}$ , où  $\hat{\mathbf{U}}^h$  est le vecteur propre associé à la valeur  $k_1$  pour chaque couple  $(\omega, k_2)$ . Dans la couche mince, les solutions homogènes sont recherchées sous la forme de la somme de fonctions symétriques et antisymétriques<sup>77</sup> :

$$\hat{\mathbf{u}}_c^h(x_1) = \sum_{n=L,T} \left[ \xi_S^n \hat{\mathbf{U}}_S^h(x_1) + \xi_A^n \hat{\mathbf{U}}_A^h(x_1) \right] \quad (\text{B.12})$$

où  $\xi_S^n$  et  $\xi_A^n$  sont les amplitudes associées aux fonctions paire  $\hat{\mathbf{U}}_S^h$  et impaire  $\hat{\mathbf{U}}_A^h$  définies par les expressions :

$$\hat{\mathbf{U}}_S^h(x_1) = \begin{pmatrix} \hat{U}_1^n \cos(k_{1c}^n x_1) \\ -j \hat{U}_2^n \sin(k_{1c}^n x_1) \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathbf{U}}_A^h(x_1) = \begin{pmatrix} -\hat{U}_1^n \sin(k_{1c}^n x_1) \\ -j \hat{U}_2^n \cos(k_{1c}^n x_1) \end{pmatrix} \quad (\text{B.13})$$

Dans le cas d'un demi-espace, la solution homogène de (B.11) s'exprime alors :

$$\hat{\mathbf{u}}_m^h(x_1) = \sum_{n=L,T} \begin{pmatrix} \hat{U}_{1m}^n \\ (-1)^{m+1} \hat{U}_{2m}^n \end{pmatrix} \xi_m^n e^{(-1)^m j k_{1m}^n (x_1 + (-1)^m h/2)}. \quad (\text{B.14})$$

Pour le demi-espace situé en  $x_1 \geq h/2$  on prendra  $m = 1$ , pour le demi-espace transparent situé en  $x_1 \leq h/2$ , on prendra  $m = 2$ . Les coefficients  $\xi_m^n$  représentent l'amplitude des ondes de volume dans chacun des demi-espaces.

Les solutions particulières du système sont de la même forme que le terme source à savoir le champ de température donné par l'expression (B.3). Dans la couche mince la solution particulière s'écrit :

$$\hat{\mathbf{u}}_c^p(x_1) = \sum_{q=\beta_c, \gamma_c, -\gamma_c} \hat{\mathbf{U}}_c^{(q)} e^{-q(x_1 + h/2)} \quad (\text{B.15})$$

où les amplitudes des solutions particulières sont données par :

$$\begin{cases} \hat{U}_{1c}^{(q)} = -T_c^{(q)} \frac{\lambda_{11c} q Q^{(q)} + \lambda_{22c} k_2 P^{(q)}}{Q^{(q)} L^{(q)} + (P^{(q)})^2}, \\ \hat{U}_{2c}^{(q)} = j T_c^{(q)} \frac{\lambda_{11c} q P^{(q)} - \lambda_{22c} k_2 L^{(q)}}{Q^{(q)} L^{(q)} + (P^{(q)})^2}, \end{cases} \quad (\text{B.16})$$

où  $P^{(q)}$ ,  $Q^{(q)}$ , et  $L^{(q)}$  sont données par :

$$\begin{cases} L^{(q)} = \rho_c \omega^2 - k_2^2 C_{66} + q^2 C_{11} , \\ P^{(q)} = q k_2 (C_{12} + C_{66}) , \\ Q^{(q)} = \rho_c \omega^2 - k_2^2 C_{22} + q^2 C_{66} . \end{cases} \quad (\text{B.17})$$

On peut exprimer la solution particulière dans les trois milieux :

$$\hat{\mathbf{u}}_2^p(x_1) = \hat{\mathbf{U}}_2^{(-\gamma_2)} e^{\gamma_2(x_1+h/2)} \quad (\text{B.18a})$$

$$\hat{\mathbf{u}}_c^p(x_1) = \sum_{q=\beta_c, \gamma_c, -\gamma_c} \hat{\mathbf{U}}_c^{(q)} e^{-q(x_1+h/2)}, \quad (\text{B.18b})$$

$$\hat{\mathbf{u}}_1^p(x_1) = \sum_{q=\beta_1, \gamma_1} \hat{\mathbf{U}}_1^{(q)} e^{-q(x_1-h/2)}. \quad (\text{B.18c})$$

On associera pour chaque expression de (B.18) les expressions  $\hat{U}_{1_i}^{(q)}$  et  $\hat{U}_{2_i}^{(q)}$  où l'indice  $i = \{1, 2, c\}$  représente chaque milieu représenté sur la figure (B.1). Les solutions particulières du champ de déplacement étant maintenant connues, ce sont les conditions mécaniques aux frontières qui vont permettre de déterminer les amplitudes  $\xi_A^n$  et  $\xi_S^n$  des solutions homogènes des champs de déplacement dans la couche mince et  $\xi_m^n$  dans les deux demi-espaces.

## B.2.2 Forme du champ de contraintes

Nous allons exprimer les conditions mécaniques aux frontières en distinguant les contraintes homogènes et les contraintes particulières. Les contraintes normales selon  $x_1$  sont notées  $\sigma$ , les contraintes tangentielles selon  $x_2$  sont notées  $\tau$ . Nous donnerons d'abord les expressions analytiques du champ dans la couche mince, puis dans les deux demi-espaces. Enfin nous donnerons l'expression des contraintes particulières pour chaque milieu représenté sur la figure (B.1). En utilisant l'équation (B.10), les contraintes homogènes et particulières s'expriment comme :

$$\begin{cases} \hat{\sigma}^h(x_1) = C_{11} \frac{\partial \hat{u}_1^h(x_1)}{\partial x_1} - j k_2 C_{12} \hat{u}_2^h(x_1) , & \begin{cases} \hat{\sigma}^p(x_1) = C_{11} \frac{\partial \hat{u}_1^p(x_1)}{\partial x_1} - j k_2 C_{12} \hat{u}_2^p(x_1) - \lambda_{11} \hat{T} , \\ \hat{\tau}^p(x_1) = C_{66} \left[ \frac{\partial \hat{u}_2^p(x_1)}{\partial x_1} - j k_2 \hat{u}_1^p(x_1) \right] . \end{cases} \\ \hat{\tau}^h(x_1) = C_{66} \left[ \frac{\partial \hat{u}_2^h(x_1)}{\partial x_1} - j k_2 \hat{u}_1^h(x_1) \right] , & \end{cases} \quad (\text{B.19})$$

En remplaçant les expressions (B.12) et (B.15) dans le système (B.19), les contraintes homogènes et particulières peuvent être réécrites dans le cas d'une couche mince comme :

$$\begin{cases} \hat{\sigma}_c^h(x_1) = \sum_{n=L,T} A_c^n [\xi_S^n \sin(k_{1c}^n x_1) + \xi_A^n \cos(k_{1c}^n x_1)], \\ \hat{\tau}_c^h(x_1) = \sum_{n=L,T} B_c^n [-\xi_S^n \cos(k_{1c}^n x_1) + \xi_A^n \sin(k_{1c}^n x_1)], \end{cases} \quad (\text{B.20})$$

pour les contraintes homogènes. Dans les deux demi-espaces, en reportant (B.14) dans (B.19) ces contraintes s'écrivent :

$$\begin{cases} \hat{\sigma}_m^h(x_1) = (-1)^m j \sum_{n=L,T} A_m^n \xi_m^n e^{(-1)^m j k_{1m}^n (x_1 + (-1)^m h/2)}, \\ \hat{\tau}_m^h(x_1) = - \sum_{n=L,T} B_m^n \xi_m^n e^{(-1)^m j k_{1m}^n (x_1 + (-1)^m h/2)}. \end{cases} \quad (\text{B.21})$$

Les expressions générales des amplitudes  $A^n$  et  $B^n$  pour un milieu donné  $i$ , pouvant être la couche mince ou un des deux demi-espaces, sont :

$$\begin{cases} A_i^n = C_{11} k_{1i}^n \hat{U}_1^n + C_{12} k_{2i} \hat{U}_{2i}^n, \\ B_i^n = j C_{66} (k_{2i} \hat{U}_1^n + k_{1i}^n \hat{U}_{2i}^n), \end{cases} \quad (\text{B.22})$$

Pour connaître l'expression des contraintes particulières, on reporte l'expression de la température (B.3) et de la solution particulière (B.15) dans (B.19). Ceci conduit à :

$$\begin{cases} \hat{\sigma}^p(x_1) = \sum_{q=\beta,\gamma,-\gamma} F_1^{(q)} e^{-q(x_1+h/2)}, \\ \hat{\tau}^p(x_1) = \sum_{q=\beta,\gamma,-\gamma} F_2^{(q)} e^{-q(x_1+h/2)}. \end{cases} \quad (\text{B.23})$$

On exprime les contraintes particulières pour chacun des trois milieux :

$$\begin{cases} \hat{\sigma}_2^p(x_1) = F_{12}^{(-\gamma_2)} e^{\gamma_2(x_1+h/2)}, \\ \hat{\sigma}_c^p(x_1) = \sum_{q=\beta_c,\gamma_c,-\gamma_c} F_{1c}^{(q)} e^{-q(x_1+h/2)}, \\ \hat{\sigma}_1^p(x_1) = \sum_{q=\beta_1,\gamma_1} F_{11}^{(q)} e^{-q(x_1-h/2)}, \end{cases} \quad \begin{cases} \hat{\tau}_2^p(x_1) = F_{22}^{(-\gamma_2)} e^{\gamma_2(x_1+h/2)}, \\ \hat{\tau}_c^p(x_1) = \sum_{q=\beta_c,\gamma_c,-\gamma_c} F_{2c}^{(q)} e^{-q(x_1+h/2)}, \\ \hat{\tau}_1^p(x_1) = \sum_{q=\beta_1,\gamma_1} F_{21}^{(q)} e^{-q(x_1-h/2)}, \end{cases} \quad (\text{B.24})$$

où  $F_1^{(q)}$  et  $F_2^{(q)}$  pour un milieu donné  $i$  sont donnés par :

$$\begin{cases} F_{1_i}^q = -qC_{11}U_{1_i} - jC_{12}k_2U_{2_i}^q - \lambda_{11_i}T_i^{(q)}, \\ F_{2_i}^q = (qU_{2_i}^{(q)} - jk_2U_{1_i}^{(q)})C_{66}. \end{cases} \quad (\text{B.25})$$

### B.2.3 Conditions mécaniques aux frontières

#### B.2.3.1 Continuité des contraintes aux interfaces

Maintenant que les formes des contraintes homogènes et particulières sont connues, il faut déterminer les amplitudes des solutions homogènes  $\xi_A^n$ ,  $\xi_S^n$  et  $\xi_m^n$ . La continuité des contraintes normales et tangentielles aux interfaces s'exprime :

$$\begin{cases} \hat{\sigma}_2^h\left(-\frac{h}{2}\right) + \hat{\sigma}_2^p\left(-\frac{h}{2}\right) = \hat{\sigma}_c^h\left(-\frac{h}{2}\right) + \hat{\sigma}_c^p\left(-\frac{h}{2}\right), \\ \hat{\tau}_2^h\left(-\frac{h}{2}\right) + \hat{\tau}_2^p\left(-\frac{h}{2}\right) = \hat{\tau}_c^h\left(-\frac{h}{2}\right) + \hat{\tau}_c^p\left(-\frac{h}{2}\right), \\ \hat{\sigma}_c^h\left(+\frac{h}{2}\right) + \hat{\sigma}_c^p\left(+\frac{h}{2}\right) = \hat{\sigma}_1^h\left(+\frac{h}{2}\right) + \hat{\sigma}_1^p\left(+\frac{h}{2}\right), \\ \hat{\tau}_c^h\left(+\frac{h}{2}\right) + \hat{\tau}_c^p\left(+\frac{h}{2}\right) = \hat{\tau}_1^h\left(+\frac{h}{2}\right) + \hat{\tau}_1^p\left(+\frac{h}{2}\right), \end{cases} \quad (\text{B.26})$$

avec  $\hat{\sigma}_i^h$  et  $\hat{\tau}_i^h$  les contraintes normales et tangentielles pour les solutions homogènes où les indices  $i = \{1, 2, c\}$  sont relatifs aux deux demi-espaces et à la couche mince.

En utilisant les expressions des contraintes homogènes données par les relations (B.20) et (B.21). Le système (B.26) devient :

$$\begin{cases} \sum_{n=L,T} [\xi_S^n \sin(k_{1_c} h/2) - \xi_A^n \cos(k_{1_c} h/2)] A_c^n - j\xi_2^n A_2^n = \hat{\sigma}_2^p\left(-\frac{h}{2}\right) - \hat{\sigma}_c^p\left(-\frac{h}{2}\right), \\ \sum_{n=L,T} [-\xi_S^n \cos(k_{1_c} h/2) - \xi_A^n \sin(k_{1_c} h/2)] B_c^n + \xi_2^n B_2^n = \hat{\tau}_2^p\left(-\frac{h}{2}\right) - \hat{\tau}_c^p\left(-\frac{h}{2}\right), \\ \sum_{n=L,T} [-\xi_S^n \sin(k_{1_c} h/2) - \xi_A^n \cos(k_{1_c} h/2)] A_c^n + j\xi_1^n A_1^n = \hat{\sigma}_1^p\left(+\frac{h}{2}\right) - \hat{\sigma}_c^p\left(+\frac{h}{2}\right), \\ \sum_{n=L,T} [-\xi_S^n \cos(k_{1_c} h/2) + \xi_A^n \sin(k_{1_c} h/2)] B_c^n + \xi_1^n B_1^n = \hat{\tau}_1^p\left(+\frac{h}{2}\right) - \hat{\tau}_c^p\left(+\frac{h}{2}\right), \end{cases} \quad (\text{B.27})$$

où  $A_i^n$  et  $B_i^n$  sont les coefficients relatifs aux contraintes homogènes,  $k_{1_c}^n$  sont les projections des nombres d'ondes dans la couche selon la direction  $x_1$  et où les coefficients  $\xi_i^n$  sont les amplitudes recherchées des ondes de volume. En notant  $\xi_S = (\xi_S^L, \xi_S^T)$  et  $\xi_A = (\xi_A^L, \xi_A^T)$  les amplitudes des ondes dans la plaque et  $\xi = (\xi_1^L, \xi_1^T, \xi_2^L, \xi_2^T)$  les amplitudes des ondes de volume dans les demi-espaces 1 et 2, on peut réécrire le système (B.27) en séparant les parties symétriques et

antisymétriques, sous la forme :

$$\begin{cases} \boldsymbol{\xi}_S = \Omega_S \boldsymbol{\xi} + \mathbf{Y}_S, \\ \boldsymbol{\xi}_A = \Omega_A \boldsymbol{\xi} + \mathbf{Y}_A, \end{cases} \quad (\text{B.28})$$

avec :

$$\Omega_S = \begin{pmatrix} 2A_c^L \sin(k_{1c}^L h/2) & 2A_c^T \sin(k_{1c}^T h/2) \\ 2B_c^L \cos(k_{1c}^L h/2) & 2B_c^T \cos(k_{1c}^T h/2) \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} jA_1^L & jA_1^T & jA_2^L & jA_2^T \\ B_1^L & B_1^T & B_2^L & B_2^T \end{pmatrix}$$

$$\Omega_A = \begin{pmatrix} 2A_c^L \cos(k_{1c}^L h/2) & 2A_c^T \cos(k_{1c}^T h/2) \\ -2B_c^L \sin(k_{1c}^L h/2) & 2B_c^T \sin(k_{1c}^T h/2) \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} jA_1^L & jA_1^T & -jA_2^L & -jA_2^T \\ B_1^L & B_1^T & -B_2^L & -B_2^T \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{Y}_S = \begin{pmatrix} 2A_c^L \sin(k_{1c}^L h/2) & 2A_c^T \sin(k_{1c}^T h/2) \\ 2B_c^L \cos(k_{1c}^L h/2) & 2B_c^T \cos(k_{1c}^T h/2) \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \hat{\sigma}_2^p(-\frac{h}{2}) - \hat{\sigma}_1^p(\frac{h}{2}) - \hat{\sigma}_c^p(-\frac{h}{2}) + \hat{\sigma}_c^p(\frac{h}{2}) \\ -\hat{\tau}_2^p(-\frac{h}{2}) - \hat{\tau}_1^p(\frac{h}{2}) + \hat{\tau}_c^p(-\frac{h}{2}) + \hat{\tau}_c^p(\frac{h}{2}) \end{pmatrix}$$

et

$$\mathbf{Y}_A = \begin{pmatrix} 2A_c^L \cos(k_{1c}^L h/2) & 2A_c^T \cos(k_{1c}^T h/2) \\ -2B_c^L \sin(k_{1c}^L h/2) & -2B_c^T \sin(k_{1c}^T h/2) \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} -\hat{\sigma}_2^p(-\frac{h}{2}) - \hat{\sigma}_1^p(\frac{h}{2}) + \hat{\sigma}_c^p(\frac{h}{2}) + \hat{\sigma}_c^p(-\frac{h}{2}) \\ \hat{\tau}_2^p(-\frac{h}{2}) - \hat{\tau}_1^p(\frac{h}{2}) - \hat{\tau}_c^p(-\frac{h}{2}) + \hat{\tau}_c^p(\frac{h}{2}) \end{pmatrix}$$

### B.2.3.2 Continuité des déplacements aux interfaces

En notant  $\hat{U}_{1_i}^n$  et  $\hat{U}_{2_i}^n$  les composantes normales et tangentielles des champs de déplacement dans la couche et dans les deux demi-espaces, on peut exprimer la continuité des déplacements aux interfaces par :

$$\begin{cases} \hat{U}_{1c}^h\left(+\frac{h}{2}\right) + \hat{U}_{1c}^p\left(+\frac{h}{2}\right) = \hat{U}_{11}^h\left(+\frac{h}{2}\right) + \hat{U}_{11}^p\left(+\frac{h}{2}\right), \\ \hat{U}_{2c}^h\left(+\frac{h}{2}\right) + \hat{U}_{2c}^p\left(+\frac{h}{2}\right) = \hat{U}_{21}^h\left(+\frac{h}{2}\right) + \hat{U}_{21}^p\left(+\frac{h}{2}\right), \\ \hat{U}_{12}^h\left(-\frac{h}{2}\right) + \hat{U}_{12}^p\left(-\frac{h}{2}\right) = \hat{U}_{1c}^h\left(-\frac{h}{2}\right) + \hat{U}_{1c}^p\left(-\frac{h}{2}\right), \\ \hat{U}_{22}^h\left(-\frac{h}{2}\right) + \hat{U}_{22}^p\left(-\frac{h}{2}\right) = \hat{U}_{2c}^h\left(-\frac{h}{2}\right) + \hat{U}_{2c}^p\left(-\frac{h}{2}\right). \end{cases} \quad (\text{B.29})$$

En reportant les expressions des champs de déplacement (B.12) et (B.14) dans le système (B.29) on obtient :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{n=L,T} [\xi_S^n \hat{U}_{1c}^n \cos(k_{1c}^n h/2) - \xi_A^n \hat{U}_{1c}^n \sin(k_{1c}^n h/2) - \xi_1^n \hat{U}_{11}^n] = \hat{U}_{11}^p \left( +\frac{h}{2} \right) - \hat{U}_{1c}^p \left( +\frac{h}{2} \right) , \\ - \sum_{n=L,T} [j\xi_S^n \hat{U}_{2c}^n \sin(k_{1c}^n h/2) + j\xi_A^n \hat{U}_{2c}^n \cos(k_{1c}^n h/2) + \xi_1^n \hat{U}_{21}^n] = \hat{U}_{21}^p \left( +\frac{h}{2} \right) - \hat{U}_{2c}^p \left( +\frac{h}{2} \right) , \\ \sum_{n=L,T} [\xi_S^n \hat{U}_{1c}^n \cos(k_{1c}^n h/2) + \xi_A^n \hat{U}_{1c}^n \sin(k_{1c}^n h/2) - \xi_2^n \hat{U}_{12}^n] = \hat{U}_{12}^p \left( -\frac{h}{2} \right) - \hat{U}_{1c}^p \left( -\frac{h}{2} \right) , \\ \sum_{n=L,T} [j\xi_S^n \hat{U}_{2c}^n \sin(k_{1c}^n h/2) - j\xi_A^n \hat{U}_{2c}^n \cos(k_{1c}^n h/2) + \xi_2^n \hat{U}_{22}^n] = \hat{U}_{22}^p \left( -\frac{h}{2} \right) - \hat{U}_{2c}^p \left( -\frac{h}{2} \right) , \end{array} \right. \quad (\text{B.30})$$

On peut mettre le système (B.30) sous forme matricielle :

$$\Lambda_S \cdot \boldsymbol{\xi}_S + \Lambda_A \cdot \boldsymbol{\xi}_A = \boldsymbol{\Psi} \cdot \boldsymbol{\xi} + \mathbf{Y} \quad (\text{B.31})$$

avec :

$$\Lambda_S = \begin{pmatrix} \hat{U}_{1c}^L \cos(k_{1c}^L h/2) & \hat{U}_{1c}^T \cos(k_{1c}^T h/2) \\ -j\hat{U}_{2c}^L \sin(k_{1c}^L h/2) & -j\hat{U}_{2c}^T \sin(k_{1c}^T h/2) \\ \hat{U}_{1c}^L \cos(k_{1c}^L h/2) & \hat{U}_{1c}^T \cos(k_{1c}^T h/2) \\ j\hat{U}_{2c}^L \sin(k_{1c}^L h/2) & j\hat{U}_{2c}^T \sin(k_{1c}^T h/2) \end{pmatrix} \quad \Lambda_A = \begin{pmatrix} -\hat{U}_{1c}^L \sin(k_{1c}^L h/2) & -\hat{U}_{1c}^T \sin(k_{1c}^T h/2) \\ -j\hat{U}_{2c}^L \cos(k_{1c}^L h/2) & -j\hat{U}_{2c}^T \cos(k_{1c}^T h/2) \\ \hat{U}_{1c}^L \sin(k_{1c}^L h/2) & \hat{U}_{1c}^T \sin(k_{1c}^T h/2) \\ -j\hat{U}_{2c}^L \cos(k_{1c}^L h/2) & -j\hat{U}_{2c}^T \cos(k_{1c}^T h/2) \end{pmatrix}$$

et

$$\boldsymbol{\Psi} = \begin{pmatrix} \hat{U}_{11}^L & \hat{U}_{11}^T & 0 & 0 \\ \hat{U}_{21}^L & \hat{U}_{21}^T & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \hat{U}_{12}^L & \hat{U}_{12}^T \\ 0 & 0 & -\hat{U}_{22}^L & -\hat{U}_{22}^T \end{pmatrix} \quad \mathbf{Y} = \begin{pmatrix} \hat{U}_{11}^p(\frac{h}{2}) - \hat{U}_{1c}^p(\frac{h}{2}) \\ \hat{U}_{21}^p(\frac{h}{2}) - \hat{U}_{2c}^p(\frac{h}{2}) \\ \hat{U}_{12}^p(-\frac{h}{2}) - \hat{U}_{1c}^p(-\frac{h}{2}) \\ \hat{U}_{22}^p(-\frac{h}{2}) - \hat{U}_{2c}^p(-\frac{h}{2}) \end{pmatrix}$$

Les amplitudes des ondes dans les demi-espaces sont obtenues en résolvant l'équation (B.31) et en tenant compte des expressions (B.28) :

$$\boldsymbol{\xi} = (\Lambda_S \cdot \boldsymbol{\Omega}_S + \Lambda_A \cdot \boldsymbol{\Omega}_A - \boldsymbol{\Psi})^{-1} \cdot (\mathbf{Y} - \Lambda_S \cdot \mathbf{Y}_S - \Lambda_A \cdot \mathbf{Y}_A) \quad (\text{B.32})$$

L'amplitude des ondes dans la couche mince est déterminée en reportant l'équation (B.32) dans les équations du système (B.28).

# Bibliographie

- <sup>1</sup> R.L. FORK, B.I. GREENE et C.V. SHANK : Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking. *Appl. Phys. Lett.*, 38(9):671–672, 1981. 1
- <sup>2</sup> C. THOMSEN, J. STRAIT, Z. VARDENY, H. J. MARIS, J. TAUC et J. J. HAUSER : Coherent phonon generation and detection by picosecond light pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 53(10):989–992, 1984. 1, 5
- <sup>3</sup> H.T.GRAHN, H. J. MARIS et J.TAUC : Picosecond ultrasonics. *IEEE J. Quantum Electron.*, 25(12):2562–2569, 1989. 1
- <sup>4</sup> F. DECREMPS, L. BELLIARD, B. PERRIN et M. GAUTHIER. : Sound velocity and absorption measurements under high pressure using picosecond ultrasonics in a diamond anvil cell : application to the stability study of alpdmm. *Phys. Rev. Lett.*, 100(3):035502, 2008. 1
- <sup>5</sup> M. DUCOUSO, O. F. ZOUANI, C. CHANSEAU, C. CHOLLET, C. ROSSIGNOL, B. AUDOIN et M.C. DURRIEU : Evaluation of mechanical properties of fixed bone cells with sub-micrometer thickness by picosecond ultrasonics. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, 61, 1 2013. 1, 2
- <sup>6</sup> C. ROSSIGNOL, N. CHIGAREV, M. DUCOUSO, B. AUDOIN, G. FORGET, F. GUILLEMOT et M.C. DURRIEU : In vitro picosecond ultrasonics in a single cell. *Appl. Phys. Lett.*, 93(12):123901, 2008. 1, 2
- <sup>7</sup> A. GADALLA, T. DEHOUX et B. AUDOIN : Transverse mechanical properties of cell walls of single living plant cells probed by laser-generated acoustic waves. *Planta*, pages 1–9, 2014. 1, 2
- <sup>8</sup> M. ABI GHANEM, T. DEHOUX, O. F. ZOUANI, A. GADALLA, M.C. DURRIEU et B. AUDOIN : Remote opto-acoustic probing of single-cell adhesion on metallic surfaces. *J. Biophotonics*, 2013. 1, 2
- <sup>9</sup> D. H. HURLEY et K. L. TELSCHOW : Picosecond surface acoustic waves using a suboptical wavelength absorption grating. *Phys. Rev. B*, 66(15):153301, 2002. 1



- <sup>10</sup> J. HIGUET, T. VALIER-BRASIER, T. DEHOUX et B. AUDOIN : Beam distortion detection and deflectometry measurements of gigahertz surface acoustic waves. *Rev. Sci. Instrum.*, 82(11):114905, 2011. x, 1, 89, 90
- <sup>11</sup> T. VALIER-BRASIER, T. DEHOUX et B. AUDOIN : Scaled behavior of interface waves at an imperfect solid-solid interface. *J. Appl. Phys.*, 112(2):024904, 2012. 1, 105
- <sup>12</sup> Thomas PEZERIL : Laser generation and detection of ultrafast shear acoustic waves in solids and liquids. *Opt. Laser Technol.*, 83:177–188, 2016. 2
- <sup>13</sup> T. PEZERIL, P. RUELLO, S. GOUGEON, N. CHIGAREV, D. MOUNIER, J.-M. BRETEAU, P. PICART et V. GUSEV : Generation and detection of plane coherent shear picosecond acoustic pulses by lasers : Experiment and theory. *Phys. Rev. B*, 75:174307, 2007. v, 2, 11
- <sup>14</sup> O. MATSUDA, O. B. WRIGHT, D. H. HURLEY, V. E. GUSEV et K. SHIMIZU : Coherent shear phonon generation and detection with ultrashort optical pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 93(9):095501, 2004. 2, 11
- <sup>15</sup> V. GUSEV : On generation of picosecond inhomogeneous shear strain fronts by laser-induced gratings. *Appl. Phys. Lett.*, 94(16):164105, 2009. 2, 13
- <sup>16</sup> C. ROSSIGNOL, J. M. RAMPNOUX, M. PERTON, B. AUDOIN et S. DILHAIRE : Generation and detection of shear acoustic waves in metal submicrometric films with ultrashort laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 94(16):166106, 2005. v, 2, 12, 13
- <sup>17</sup> Y. TSENG, J. S. H. LEE, T. P. KOLE, I. JIANG et D. WIRTZ : Micro-organization and viscoelasticity of the interphase nucleus revealed by particle nanotracking. *J. Cell Sci.*, 117(10): 2159–2167, 2004. 2
- <sup>18</sup> K. T. NIHEI, S. NAKAGAWA, F. REVERDY, L. R. MYER, L. DURANTI et G. BALL : Phased array compaction cell for measurement of the transversely isotropic elastic properties of compacting sediments. *Geophysics*, 76(3):WA113–WA123, 2011. 2, 41
- <sup>19</sup> C. THOMSEN, H. T. GRAHN, H. J. MARIS et J. TAUC : Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses. *Phys. Rev. B*, 34(6):4129–4138, 1986. 6
- <sup>20</sup> D. H. HURLEY, O. B. WRIGHT, O. MATSUDA, V. E. GUSEV et O. V. KOLOSOV : Laser picosecond acoustics in isotropic and anisotropic materials. *Ultrasonics*, 38(1):470–474, 2000. v, 9, 10

- <sup>21</sup> T. BIENVILLE et B. PERRIN : Generation and detection of quasi-transverse waves in an anisotropic crystal by picosecond ultrasonics. *In Proceedings of the 5th World Congress on Ultrasonics*, pages 813–816, 2003. 10
- <sup>22</sup> T. PEZERIL : *Génération et détection d'ondes acoustiques transverses picosecondes : théories et expériences*. Thèse de doctorat, Université du Maine, 2005. 11
- <sup>23</sup> M. LEJMAN, G. VAUDEL, I. C. INFANTE, P. GEMEINER, V.E. GUSEV, B. DKHIL et P. RUELLO : Giant ultrafast photo-induced shear strain in ferroelectric bifeo<sub>3</sub>. *Nat. Commun.*, 5, 2014. 11
- <sup>24</sup> R. JD TILLEY : *Crystals and crystal structures*. John Wiley & Sons, 2006. 11
- <sup>25</sup> M. KOUYATÉ : *Génération et détection par réseaux photo-induits d'impulsions acoustiques picosecondes de cisaillement*. Thèse de doctorat, Université du Maine, 2012. 13
- <sup>26</sup> V. GUSEV : Generation of inhomogeneous bulk plane acoustic modes by laser-induced thermoelastic grating near mechanically free surface. *J. Appl. Phys.*, 107(11):114906, 2010. 13
- <sup>27</sup> M. KOUYATE, T. PEZERIL, D. MOUNIER et V. GUSEV : Generation of inhomogeneous plane shear acoustic modes by laser-induced thermoelastic gratings at the interface of transparent and opaque solids. *J. Appl. Phys.*, 110(12):123526, 2011. 13
- <sup>28</sup> T DEHOUX, N CHIGAREV, C ROSSIGNOL et B AUDOIN : Three-dimensional elasto-optical interaction for reflectometric detection of diffracted acoustic fields in picosecond ultrasonics. *Phys. Rev. B*, 76(2):024311, 2007. 13
- <sup>29</sup> G. F. MILLER et H. PURSEY : The field and radiation impedance of mechanical radiators on the free surface of a semi-infinite isotropic solid. *Proc. R. Soc. Lon. Ser-A*, 223(1155):521–541, 1954. 14, 111
- <sup>30</sup> B. YUHAI, P. LIWEI, F. QIPING, Y. YUPING et Y. CHONGFU : Experimental studies of directivity patterns of laser generated ultrasound in neutral glasses. *Ultrasonics*, 33(6):429–436, 1995. 14, 36
- <sup>31</sup> W. YAPING, S. DUFANG et H. YULONG : Study of the directivity of laser generated ultrasound in solids. *J. Appl. Phys.*, 83(3):1207–1212, 1998. 14
- <sup>32</sup> 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*. Thèse de doctorat, Université Sciences et Technologies-Bordeaux I, 2006. 14, 39, 68, 116

- <sup>33</sup> S. RAETZ, T. DEHOUX et B. AUDOIN : Effect of laser beam incidence angle on the thermoelastic generation in semi-transparent materials. *J. Acoust. Soc. Am.*, 130(6):3691–3697, 2011. 14, 68
- <sup>34</sup> M.H. NOROY, D. ROYER et M. FINK : The laser-generated ultrasonic phased array : analysis and experiments. *J. Acoust. Soc. Am.*, 94(4):1934–1943, 1993. 14
- <sup>35</sup> F. REVERDY : *Synthèses de fronts acoustiques plans par déplacement d'une source laser : application à l'évaluation non destructive de matériaux composites*. Thèse de doctorat, Univ. Bordeaux I, 2000. 14, 68
- <sup>36</sup> E. ANAGNOSTOPOULOS, D. SÉGUR, T. DEHOUX et B. AUDOIN : Directivity patterns of ultrasonic waves generated by a laser pulse at the interface between two elastic media. *In 42nd Annual Review Of Progress In Quantitative Nondestructive Evaluation : Incorporating the 6th European-American Workshop on Reliability of NDE*, volume 1706, page 080004. AIP Publishing, 2016. 14
- <sup>37</sup> S. M. NIKITIN, V. TOURNAT, N. CHIGAREV, A. BULOY, B. CASTAGNEDE, A. ZERR et V. GUSEV : Directivity patterns and pulse profiles of ultrasound emitted by laser action on interface between transparent and opaque solids : Analytical theory. *J. Appl. Phys.*, 115(4), 2014. 14
- <sup>38</sup> P. JÍLEK et V. ČERVENÝ : Radiation patterns of point sources situated close to structural interfaces and to the earth's surface. *Pure Appl. Geophys.*, 148(1-2):175–225, 1996. 14
- <sup>39</sup> J. D. ACHENBACH : *Reciprocity in elastodynamics*. Cambridge University Press, 2003. 14
- <sup>40</sup> J. R. BERNSTEIN et J. B. SPICER : Line source representation for laser-generated ultrasound in aluminum. *J. Acoust. Soc. Am.*, 107(3):1352–1357, 2000. 15, 21, 39
- <sup>41</sup> S. H. CRANDALL : On the use of slowness diagrams to represent wave reflections. *J. Acoust. Soc. Am.*, 47(5B):1338–1342, 1970. 20
- <sup>42</sup> D. ROYER et E. DIEULESAINT : *Elastic waves in solids*, volume 2. Masson, Paris, 1999. 20, 111
- <sup>43</sup> J. D. ACHENBACH : *Wave propagation in elastic solids*. North-Holland Pub. Co.; American Elsevier Pub., 1973. 20
- <sup>44</sup> D. A. HUTCHINS, R. J. DEWHURST et S. B. PALMER : Directivity patterns of laser-generated ultrasound in aluminum. *J. Acoust. Soc. Am.*, 70(5):1362–1369, 1981. 21, 23

- <sup>45</sup> J. D. AUSSEL : *Génération par laser d'ondes ultrasonores dans les matériaux : application au contrôle non destructif*. Thèse de doctorat, INSA Lyon, 1986. 23, 39
- <sup>46</sup> K ZOEPPRITZ : Über reflexion und durchgang seismischer wellen durch un stetigkeitsflächen. *Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Kl.*, 1919:66–84, 1919. 25
- <sup>47</sup> V. CERVENY : *Seismic ray theory*. Cambridge university press, 2005. 25
- <sup>48</sup> B.A. AULD : *Accoustic Fields And Waves In Solids Vol-2*. New York., John Wiley Amp Sons, 1973. 25
- <sup>49</sup> J. L. ROSE : *Ultrasonic waves in solid media*. 2004. 25
- <sup>50</sup> L. BREKHOVSKIKH : *Waves in layered media*. Elsevier, 2012. 25
- <sup>51</sup> J. MIKLOWITZ : *The theory of elastic waves and waveguides*. Elsevier, 2012. 25
- <sup>52</sup> Y. GUO, D. YANG, W. FENG et Y. CHANG : Influence of transparent coating hardness on laser-generated ultrasonic waves. *J. Appl. Phys.*, 113(2):023509, 2013. 27, 53
- <sup>53</sup> P.B. JOHNSON et R.W. CHRISTY : Optical constants of transition metals : Ti, v, cr, mn, fe, co, ni, and pd. *Phys. Rev. B*, 9(12):5056, 1974. 29
- <sup>54</sup> S. RAETZ : *Développement de méthodes numériques pour l'imagerie de sources optoacoustiques en milieu solide*. Thèse de doctorat, Université Sciences et Technologies-Bordeaux I, 2012. 33, 72, 119
- <sup>55</sup> S. RAETZ, T. DEHOX, M. PERTON et B. AUDOIN : Acoustic beam steering by light refraction : Illustration with directivity patterns of a tilted volume photoacoustic source. *J. Acoust. Soc. Am.*, 134(6):4381–4392, 2013. 33
- <sup>56</sup> V. E. E GUSEV et A.A. KARABUTOV : *Laser optoacoustics*. 1991. 33
- <sup>57</sup> R. M. BRACEWELL : *The Fourier transform and its applications*. McGraw-Hill, New York, 1965. 37
- <sup>58</sup> B.W. DRINKWATER et P.D. WILCOX : Ultrasonic arrays for non-destructive evaluation : A review. *Ndt & E Int.*, 39(7):525–541, 2006. 41
- <sup>59</sup> S. R. DEANS : *The Radon transform and some of its applications*. Courier Corporation, 2007. 41

- <sup>60</sup> J. BERCOFF, M. TANTER et M. FINK : Supersonic shear imaging : a new technique for soft tissue elasticity mapping. *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Control*, 51(4):396–409, 2004. 41
- <sup>61</sup> C. HUYGENS : *Traité de la lumière : où sont expliquées les causes de ce qui luy arrive dans la reflexion, & dans la refraction. Et particulièrement dans l'étrange refraction du Cristal d'Islande. Avec un Discours de la cause de la pesanteur.* Pierre Vander Aa, 1690. 42
- <sup>62</sup> F. REVERDY et B. AUDOIN : Synthèse de fronts plans par déplacement d'une source laser. *C.R. Acad. Sci. Paris*, 327(10):1021 – 1028, 1999. 42
- <sup>63</sup> F. REVERDY et B. AUDOIN : Ultrasonic measurement of elastic constants of anisotropic materials with laser source and laser receiver focused on the same interface. *J. Appl. Phys.*, 90(9):4829–4835, 2001. 43, 69
- <sup>64</sup> B. AUDOIN, M. PERTON, N. CHIGAREV et C. ROSSIGNOL : Diffraction of picosecond bulk longitudinal and shear waves in micron thick films ; application to their nondestructive evaluation. *Ultrasonics*, 48(6):574–577, 2008. 43
- <sup>65</sup> M. PERTON, B. AUDOIN, Y.D. PAN et C. ROSSIGNOL : Bulk conical and surface helical acoustic waves in transversely isotropic cylinders ; application to the stiffness tensor measurement. *J. Acoust. Soc. Am.*, 119(6):3752–3759, 2006. 43, 69
- <sup>66</sup> T. PEZERIL, C. KLIEBER, S. ANDRIEU et K.A. NELSON : Optical generation of gigahertz-frequency shear acoustic waves in liquid glycerol. *Phys. Rev. Lett.*, 102(10):107402, 2009. 54, 67, 83, 99
- <sup>67</sup> C. GLORIEUX, K Van de ROSTYNE, J. GOOSSENS, G. SHKERDIN, W. LAURIKS et K. A. NELSON : Shear properties of glycerol by interface wave laser ultrasonics. *J. Appl. Phys.*, 99(1):013511, 2006. 67
- <sup>68</sup> D. LAUX, M. VALENTE, J.-Y. FERRANDIS, N. TALHA, O. GIBERT et A. PRADES : Shear viscosity investigation on mango juice with high frequency longitudinal ultrasonic waves and rotational viscosimetry. *Food Biophys.*, 8(4):233–239, 2013. 67
- <sup>69</sup> D.LAUX, O. GIBERT, J.-Y. FERRANDIS, M. VALENTE et A. PRADES : Ultrasonic evaluation of coconut water shear viscosity. *J. Food Eng.*, 126(0):62 – 64, 2014. 67
- <sup>70</sup> F. TESTON, G. FEUILLARD, L. TESSIER, L.P. TRAN HU HUE et M. LETHIECQ : Analysis of the coupling between shear horizontal plate waves and liquids : Application to the measurement of the shear rigidity modulus of glycerol solutions. *J. Appl. Phys.*, 87(2):689–694, 2000. 67

- <sup>71</sup> M. S. GREENWOOD et J. A. BAMBERGER : Measurement of viscosity and shear wave velocity of a liquid or slurry for on-line process control. *Ultrasonics*, 39(9):623–630, 2002. 67
- <sup>72</sup> M.E. MSALL, O.B. WRIGHT et O. MATSUDA : Seeking shear waves in liquids with picosecond ultrasonics. In *Journal of Physics : Conference Series*, volume 92, page 012026. IOP Publishing, 2007. 67, 77, 83
- <sup>73</sup> F. SCARPONI, L. COMEZ, D. FIORETTO et L. PALMIERI : Brillouin light scattering from transverse and longitudinal acoustic waves in glycerol. *Phys. Rev. B*, 70(5):054203, 2004. 67, 99
- <sup>74</sup> 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*. Thèse de doctorat, Bordeaux 1, 2004. 68, 119
- <sup>75</sup> U. SCHLEICHERT, K.J. LANGENBERG, W. ARNOLD et S. FABBENDER : A quantitative theory of laser-generated ultrasound. In *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, pages 489–496. Springer, 1989. 68
- <sup>76</sup> R. A. PHINNEY : Theoretical calculation of the spectrum of first arrivals in layered elastic mediums. *J. Geophys. Res.*, 70(20):5107–5123, 1965. 68
- <sup>77</sup> R.L. WEAVER, W. SACHSE et L. NIU : Transient ultrasonic waves in a viscoelastic plate : Theory. *J. Acoust. Soc. Am.*, 85(6):2255–2261, 1989. 68, 119
- <sup>78</sup> R. L. WEAVER, W. SACHSE et L. NIU : Transient ultrasonic waves in a viscoelastic plate : applications to materials characterization. *J. Acoust. Soc. Am.*, 85(6):2262–2267, 1989. 68
- <sup>79</sup> P. MORA : *Réponse élastodynamique d’une plaque stratifiée anisotrope : approches comparées. : Vers le développement de méthodes hybrides*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux, 2015. 68
- <sup>80</sup> F. REVERDY et B. AUDOIN : Elastic constants determination of anisotropic materials from phase velocities of acoustic waves generated and detected by lasers. *J. Acoust. Soc. Am.*, 109(5):1965–1972, 2001. 69
- <sup>81</sup> S. MALLAT : *A wavelet tour of signal processing*. Academic press, 1999. 70
- <sup>82</sup> A. MERTINS : *Signal Analysis : Wavelets*. 1999. 70
- <sup>83</sup> J. O. SMITH : *Mathematics of the discrete Fourier transform (DFT) : with audio applicaitons*. 2007. 70

- <sup>84</sup> N. DELPRAT, B. ESCUDIÉ, P. GUILLEMAIN, R. KRONLAND-MARTINET, P. TCHAMITCHIAN et B. TORRESANI : Asymptotic wavelet and gabor analysis : extraction of instantaneous frequencies. *IEEE Trans. Inf. Theory*, 1992. 71
- <sup>85</sup> T. DEHOUX et B. AUDOIN : Non-invasive optoacoustic probing of the density and stiffness of single biological cells. *J. Appl. Phys.*, 112(12):124702, 2012. 71
- <sup>86</sup> J. C. MAXWELL : On the dynamical theory of gases. *Phil. Trans. Royal Soc.*, 157:49–88, 1867. 77
- <sup>87</sup> C. KLIEBER, T. HECKSHER, T. PEZERIL, D. H TORCHINSKY, J. C DYRE et K. A. NELSON : Mechanical spectra of glass-forming liquids. ii. gigahertz-frequency longitudinal and shear acoustic dynamics in glycerol and dc704 studied by time-domain brillouin scattering. *J. Chem. Phys.*, 138(12):12A544, 2013. 83, 98
- <sup>88</sup> A. ABBAS : *Développement d'un dispositif pompe-sonde hétérodyne : application à l'imagerie en acoustique picoseconde*. Thèse de doctorat, Université Sciences et Technologies-Bordeaux I, 2013. 84, 85, 86, 88
- <sup>89</sup> H. MICHEL : *Imagerie pompe-sonde femtoseconde : Application à l'étude thermique de nanomatériaux pour la microélectronique*. Thèse de doctorat, Bordeaux 1, 2008. 84, 85
- <sup>90</sup> S. DILHAIRE, W. CLAEYS, J.M. RAMPNOUX et C. ROSSIGNOL : Optical heterodyne sampling device having probe and pump beams, juin 1 2010. US Patent 7,728,317. 85
- <sup>91</sup> T. DEHOUX, M. ABI GHANEM, O.F. ZOUANI, J.M. RAMPNOUX, Y. GUILLET, S. DILHAIRE, M.C. DURRIEU et B. AUDOIN : All-optical broadband ultrasonography of single cells. *Sci. Rep.*, 5, 2015. x, 85, 88, 89
- <sup>92</sup> A. BARTELS, R. CERNA, C. KISTNER, A. THOMA, F. HUDERT, C. JANKE et T. DEKORSY : Ultrafast time-domain spectroscopy based on high-speed asynchronous optical sampling. *Rev. Sci. Instrum.*, 78(3):035107, 2007. 88
- <sup>93</sup> A. ABBAS, Y. GUILLET, J.-M. RAMPNOUX, P. RIGAIL, E. MOTTAY, B. AUDOIN et S. DILHAIRE : Picosecond time resolved opto-acoustic imaging with 48 mhz frequency resolution. *Opt. Express*, 22(7):7831–7843, 2014. x, 88, 89
- <sup>94</sup> B. PERRIN, C. ROSSIGNOL, B. BONELLO et J-C. JEANNET : Interferometric detection in picosecond ultrasonics. *Physica B : Condens. Matter*, 263:571–573, 1999. 90

- <sup>95</sup> D. ROYER et E. DIEULESAINT : *Elastic waves in solids*, volume 1. Masson, Paris, 1999. 110, 112



## **Diffraction d'ondes de cisaillement en acoustique picoseconde et mesure de leur coefficient de réflexion à une interface : Modélisation et Expériences**

L'optoacoustique picoseconde est une technique qui permet de sonder la matière à l'échelle submicronique. L'objectif de ce travail est la synthèse d'ondes de cisaillement de fréquences GHz dans des couches minces isotropes pour l'analyse des propriétés transverses de la matière. C'est grâce à la diffraction du champ acoustique à l'intérieur du transducteur que ces ondes de cisaillement sont synthétisées. Nous exposons dans une première partie le développement des outils théoriques nécessaires à l'analyse de la répartition spatiale du champ acoustique généré lors de l'interaction laser-matière. Les diagrammes de directivité ainsi établis permettent de prévoir les directions de rayonnement privilégiées. Par une méthode de post traitement adaptée, nous synthétisons ensuite des ondes transverses dans ces directions particulières. Lorsque le transducteur est chargé par un milieu dont on cherche à connaître les propriétés transverses, les ondes de cisaillement synthétisées sont réfléchies à l'interface entre le transducteur et ce milieu. L'analyse du coefficient de réflexion permet alors de déterminer les propriétés mécaniques du milieu à sonder. Nous illustrons cette méthode numériquement et expérimentalement dans le cas d'une interface titane/glycérol.

**Mots clés :** Acoustique picoseconde, onde transverse, coefficient de réflexion.

---

## **Diffraction of picosecond shear waves and measurement of their reflection coefficient at a single interface : Modeling and Experiments**

Picosecond optoacoustics is a technique that can probe properties of matter on a submicron scale. The aim of this work is to synthesize shear waves at GHz frequencies in a thin isotropic layer in order to analyse its shear properties. Transverse waves are synthesized using diffraction. In the first part we develop theoretical tools in order to analyse the spatial repartition of the acoustic field generated by the laser-matter interaction. Directivity patterns predict the particular directions for which amplitude of the shear waves is higher. Thus, we synthesized shear waves in these particular directions using a dedicated post processing method. To investigate shear properties of a film lying on the sample, we study the reflection of shear waves between the transducer and the lying film. Starting with either simulated or experimental recorded waveforms, we demonstrate the method in the specific case of the titanium/glycerol interface.

**Keywords :** Picosecond acoustics, shear wave, reflection coefficient.

**Université de Bordeaux  
CNRS UMR 5295  
I2M, dept. APY – BAT. A4  
351, cours de la Libération  
F-33405, Talence, France**