

Université Paris VII - Denis DIDEROT  
U.F.R de Physique

Habilitation à diriger des recherches

## ONDES EN MILIEUX COMPLEXES

soutenue le 7 juin 2005 par

**Arnaud TOURIN**

devant le jury composé de

M. Frédéric COHEN-TENOUDJI	Rapporteur interne
M. Christian MINIATURA	Rapporteur externe
M. Ghâïs EL-ZEIN	Rapporteur externe
M. Claude BOCCARA	
M. Mathias FINK	
M. Gilles MONTAMBAUX	

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Notice biographique</b>	<b>3</b>
1.1	Curriculum Vitae . . . . .	3
1.2	Publications . . . . .	4
1.2.1	Publications dans des revues à comités de lecture . . .	4
1.2.2	Communications à des conférences avec actes . . . . .	6
1.2.3	Communications à des conférences sans actes . . . . .	7
1.2.4	Publications dans des ouvrages collectifs . . . . .	8
1.2.5	Livre . . . . .	8
1.2.6	Autres communications . . . . .	9
1.3	Brevet . . . . .	9
1.4	Contrats de recherche . . . . .	9
1.5	Organisation d'écoles thématiques . . . . .	10
1.6	Activités d'intérêt général . . . . .	10
<b>2</b>	<b>Activités d'enseignement</b>	<b>11</b>
2.1	Travaux pratiques à l'E.S.P.C.I . . . . .	11
2.2	Préceptorats à l'E.S.P.C.I . . . . .	12
2.3	Cours de Traitement des Images Numériques de l'Université Paris VII . . . . .	13
2.4	Travaux pratiques et travaux dirigés d'électronique à l'Uni- versité Paris VII . . . . .	13
2.5	Encadrement de thésards et stagiaires . . . . .	14
2.6	Projets d'enseignement . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Activités de recherches</b>	<b>15</b>
3.1	Introduction . . . . .	15
3.2	Préliminaires : les différents régimes de propagation dans un milieu diffuseur . . . . .	17
3.3	L'effet de rétrodiffusion cohérente . . . . .	19
3.3.1	Enregistrement de l'effet de rétrodiffusion cohérente .	19
3.3.2	Développement diagrammatique de l'intensité rétro- diffusée . . . . .	23

3.3.3	Effet de rétrodiffusion cohérente et retournement temporel . . . . .	25
3.3.4	L'effet de rétrodiffusion cohérente dans les cavités chaotiques . . . . .	31
3.3.5	L'effet de rétrodiffusion cohérente comme méthode de caractérisation de milieux réels . . . . .	36
3.4	Sensibilité d'une expérience de retournement temporel à une modification du milieu de propagation . . . . .	40
3.5	Retournement temporel et télécommunications . . . . .	46
3.5.1	Validations à petite échelle . . . . .	47
3.5.2	Capacité d'un canal de communication . . . . .	52
3.5.3	Généralisation aux canaux MIMO (Multiple Input-Multiple Output) . . . . .	54
3.5.4	Opérateur de retournement temporel, capacité et diversité spatiale . . . . .	55
3.5.5	Diversité fréquentielle . . . . .	59
3.5.6	Retournement temporel en électromagnétisme . . . . .	60
3.5.7	Application du retournement temporel itératif aux télécommunications . . . . .	65
3.6	Cristaux phononiques . . . . .	67
3.7	Projet de recherches . . . . .	76
3.7.1	Effet de rétrodiffusion cohérente . . . . .	76
3.7.2	Télécommunications . . . . .	76
3.7.3	Cristaux phononiques . . . . .	76
3.7.4	Propagation acoustique en milieu désordonné et théorie des matrices aléatoires . . . . .	77
3.7.5	Propagation acoustique dans les nuages de bulles . . . . .	77
3.8	Conclusion . . . . .	79

# Chapitre 1

## Notice biographique

### 1.1 Curriculum Vitae

Arnaud Tourin

Né le 09/06/1972 à Boulogne Billancourt (92)

Maître de conférences à l'Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielles de la Ville de Paris.

Directeur adjoint du laboratoire Ondes et Acoustique

10, rue Vauquelin

75005 Paris

Tél : 01.40.79.51.49

Fax : 01.40.79.44.68

e-mail : arnaud.tourin@espci.fr

#### Cursus universitaire

**1999** Thèse de doctorat en acoustique physique, Université Paris VII  
*Diffusion multiple et renversement du temps des ondes ultrasonores*

**1995** Diplôme d'Ingénieur de l'ENSI Caen - ISMRA - filière matériaux  
DEA en Sciences des Matériaux de l'Université de Caen  
DESS de management - CAAE - de l'Université de Caen

### Expérience professionnelle

- Depuis 2000** Maître de Conférences à l'E.S.P.C.I  
Travaux dirigés, travaux pratiques et préceptorats  
dans le cadre du cours Ondes et Acoustique
- 1999** ATER à l'Université Paris VII  
Travaux dirigés et travaux pratiques d'électronique  
DEUG SM et MIAS
- Depuis 1997** Enseignant vacataire à l'Université Paris VII  
Cours et travaux dirigés de Traitement Numérique des Images  
DESS "Lasers, Matériaux, Biologie"

### Thèmes de recherches

Propagation acoustique en milieux complexes  
Rétrodiffusion cohérente  
Cristaux phononiques  
Chaos ondulatoire et renversement du temps  
Télécommunication par retournement temporel  
Retournement temporel en électromagnétisme  
Propagation acoustique dans les nuages de bulles

## 1.2 Publications

### 1.2.1 Publications dans des revues à comités de lecture

1. F. Van Der Biest, A. Sukhovich, A. Tourin, J.H. Page, B.A. van Tiggelen, Z. Liu, M. Fink, *Resonant tunneling of acoustic waves through a double barrier consisting of two phononic crystals*, accepté pour publication dans **Europhys. Lett.**
2. G. Lerosey, J. de Rosny, A. Tourin, A. Derode, M. Fink, *Time Reversal of electromagnetic waves*, **Phys. Rev. Lett.** 92, 194301 (2004)
3. G. Montaldo, G. Lerosey, A. Derode, A. Tourin, J. de Rosny, M. Fink, *Telecommunication in a disordered environment with iterative time reversal*, **Waves in Random Media** 14, 287 (2004)

4. R. Sprik, A. Tourin *Time Reversed wave propagation experiments in chaotic micro-structured cavities*, **Ultrasonics** 42, 775 (2004)
5. J. de Rosny, A. Tourin, A. Derode, B. A. van Tiggelen, M. Fink, *Relation between time reversal focusing and coherent backscattering in multiple scattering media : a diagrammatic approach*, **Phys. Rev. E** 70, 046601 (2004)
6. A. Derode, E. Larose, M. Tanter, J. de Rosny, A. Tourin, M. Campillo, M. Fink, *Recovering the Green's function from field-field correlations in an open scattering medium*, **J. Acoust. Soc. Am.** 113 (6), 2973 (2003)
7. A. Derode, A. Tourin, J. de Rosny, M. Tanter, S. Yon, M. Fink, *Taking advantage of multiple scattering to communicate with time reversal antennas*, **Phys. Rev. Lett.** 90 (1), 014301 (2003)
8. A. Tourin, A. Derode, M. Fink, *Sensitivity to perturbations of a time-reversed acoustic wave in a multiple scattering medium*, **Phys. Rev. Lett.** 87 (27), 4301 (2001)
9. M. Tanter, A. Derode, L. Sandrin, A. Tourin, M. Fink, *Numerical and experimental time-reversal of acoustic waves in random media*, **J. Comput. Acoust.** 9, 993 (2001)
10. A. Derode, A. Tourin, M. Fink, *Random multiple scattering of sound, I. Coherent and Ballistic Wave*, **Phys. Rev. E** 64, 036605 (2001)
11. A. Derode, A. Tourin, M. Fink, *Random multiple scattering of sound, II. Is Time Reversal a self averaging process ?*, **Phys. Rev. E** 64, 036606 (2001)
12. J. de Rosny, A. Tourin, M. Fink, *Observation of a coherent backscattering effect with a dipolar source for elastic waves : Highlight of the role played by the source*, **Phys. Rev. E** 64, 066604 (2001)
13. A. Tourin, A. Derode, M. Fink, *Multiple scattering of sound*, **Waves in Random Media** 10, R31 (2000)
14. A. Tourin, A. Derode, A. Peyre, M. Fink, *Transport parameters for an ultrasonic pulsed wave propagating in a multiple scattering medium*, **J. Acoust. Soc. Am.**, 108 (2), 503 (2000)

15. A. Derode, A. Tourin, M. Fink, *Limits of time-reversal focusing through multiple scattering : Long-range correlation*, **J. Acoust. Soc. Am.** 107 (6), 2987 (2000)
16. J. de Rosny, A. Tourin, M. Fink, *Coherent backscattering in a 2 D chaotic cavity*, **Phys. Rev. Lett.** 84, 1693 (2000)
17. A. Tourin, A. Derode, M. Fink, *Dynamic time-reversal of randomly backscattered acoustic waves*, **Europhys. Lett.** 47, 175 (1999)
18. A. Derode, A. Tourin, M. Fink, *Ultrasonic pulse compression with one-bit time reversal through multiple scattering*, **J. App. Phys.** 85, 6343 (1999)
19. P. Roux, A. Derode, A. Peyre, A. Tourin, M. Fink, *Acoustical imaging through a multiple scattering medium using a time-reversal mirror*, **J. Acoust. Soc. Am.**, 107 (2), L7 (1999)
20. A. Derode, A. Tourin, M. Fink, *Time reversal in multiply scattering media*, **Ultrasonics** 36, 443 (1998)
21. A. Tourin, A. Derode, P. Roux, B. A. van Tiggelen, M. Fink, *Time Dependent Coherent Backscattering of Acoustic Waves*, **Phys. Rev. Lett.** 79, 3637 (1997)

### 1.2.2 Communications à des conférences avec actes

1. F. Van Der Biest, G. Boccara, A. Tourin, M. Fink, *Time Reversal of ultrasonic waves through phononic crystals*, **CFA/DAGA'04 Proceedings**, Strasbourg 2004
2. F. Van Der Biest, A. Tourin, M. Fink, *Study of a 'Fabry-Perot' structure consisting of two phononic crystals*, **Proceedings of the World Congress on Ultrasonics**, pp. 1367-1370, Paris 2003
3. A. Tourin, A. Derode, M. Fink, *Temperature sensitivity of Time-Reversal focusing in a complex medium*, **Proceedings of the World Congress on Ultrasonics**, pp. 851-853, Paris 2003
4. A. Derode, A. Tourin, M. Fink, *Time-reversal versus phase conjugation in a multiple scattering environment*, **Ultrasonics International**, Delft 2001

5. M. Fink, A. Derode, A. Tourin, J. de Rosny, *Single channel time-reversal acoustics : a comparison between time reversal and phase conjugation*, **17th International Congress on Acoustics Proceedings**, Rome 2001
6. A. Derode, A. Tourin, M. Fink, *Multiple scattering and time-reversal acoustics*, **17th International Congress on Acoustics Proceedings**, Rome 2001
7. M. Tanter, A. Tourin, A. Derode, M. Fink, *Numerical and experimental time-reversal of acoustic waves in random media*, **Proceedings of the ICTCA Fourth International Conference on Theoretical And Computational Acoustics**, Trieste 1999
8. A. Tourin, A. Derode, M. Fink, *Transport parameters for an ultrasonic pulsed wave propagating in a multiple scattering medium*, **Proceedings of the Ultrasonics Symposium IEEE**, Nevada 1999
9. A. Tourin, A. Derode, P. Roux, M. Fink, *Dynamic Coherent Backscattering of Ultrasonic Pulsed Waves*, **Proceedings of the Ultrasonics Symposium IEEE**, Toronto 1997

### 1.2.3 Communciations à des conférences sans actes

1. A. Tourin, F. Van Der Biest, A. Derode, M. Tanter, M. Fink, *Coherent backscattering effect in bubbly liquids*, **Ultrasonics International**, Grenade 2003
2. A. Tourin, A. Derode, V. Mamou, M. Fink, J. Page, M. L. Cowan, *Transport parameters for pulsed ultrasonic waves propagating in an aluminum foam*, **144th ASA meeting**, Cancun 2002
3. A. Derode, A. Tourin, J. de Rosny, M. Tanter, M. Fink, *Digital communication with time-reversal in a multiple scattering medium*, **142nd ASA Meeting**, Fort Lauderdale 2001
4. A. Derode, A. Tourin, M. Fink, *Optimisation of time-reversal focusing in a multiple scattering environment*, **141st ASA Meeting**, Chicago 2001
5. A. Tourin, Arnaud Derode, Mathias Fink, *Backscattering time-reversal of acoustic waves in random media*, **138th ASA Meeting**, Berlin 1999

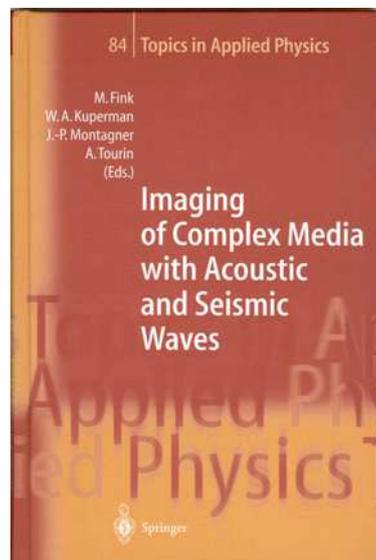
6. A. Derode, A. Tourin, M. Fink, *One bit time reversal through high order multiple scattering media*, **138th ASA Meeting**, Berlin 1999

#### 1.2.4 Publications dans des ouvrages collectifs

1. A. Tourin, A. Derode, J. de Rosny, M. Tanter, S. Yon, M. Fink, *Digital communication with Time-Reversal in a multiple scattering medium* in *Wave Scattering in Complex Media : From Theory to Applications*, NATO SCIENCE SERIES : II : Mathematics, Physics and Chemistry : Volume 107, Kluwer 2003
2. M. Fink, A. Tourin, J. de Rosny, *Auto-Focalisation, Communication and Sonoluminescence with acoustic Time-Reversal* in *Wave Scattering in Complex Media : From Theory to Applications*, NATO SCIENCE SERIES : II : Mathematics, Physics and Chemistry : Volume 107, Kluwer 2003

#### 1.2.5 Livre

*Imaging of complex media with acoustic and seismic waves*, **Topics in Applied Physics**, vol. 84, Ed. M. Fink, W. A. Kuperman, J.-P. Montagner, A. Tourin (Springer, Heidelberg, Berlin 2002)



### 1.2.6 Autres communications

A. Tourin, A. Derode, G. Montaldo, J. de Rosny, M. Tanter, M. Fink, *Désordre, retournement temporel et télécommunications*, **Bulletin de la SFP** (2003)

## 1.3 Brevet

Le CNRS a déposé, par l'intermédiaire du Cabinet Plasseraud, une demande de brevet sous le n°0403845. Le titre de l'invention est : "Focalisation d'ondes électromagnétiques par retournement temporel". Les inventeurs sont : M. Fink, G. Lerosey, J. de Rosny, A. Tourin et A. Derode.

## 1.4 Contrats de recherche

- Dans le cadre d'un contrat de huit mois (oct 2001 - mai 2002) avec le GESMA (Groupe d'Etudes Sous-Marines de l'Atlantique Nord), J. de Rosny, A. Derode et moi-même avons testé la faisabilité de télécommunications discrètes par retournement temporel dans des chenaux acoustiques sous-marins de profondeur variable sur la base d'expériences en cuve à échelle réduite et de simulations numériques.
- Dans le cadre du 5e PCRDT, j'ai participé avec Julien de Rosny et Mathias Fink au projet européen TUBA ("Time Reversal of Ultrasound for Biometric Authentication") destiné à étudier la possibilité d'utiliser le retournement temporel dans les cavités comme outil de reconnaissance biométrique. Ce projet a débuté en septembre 2002 et s'est achevé en juin 2003.
- Pour ce qui concerne le projet "Télécommunications par Retournement Temporel", nous avons obtenu deux financements spécifiques du CNRS (soutien de base n°02N20/0620 de 61.000 euros en équipement notifiée le 30/04/2002 et soutien de base n°01N20/0457 de 15.000 euros en équipement notifiée le 04/04/2001) ainsi qu'un soutien du Ministère de la Recherche (Département SPI, soutien de 30.000 euros en équipement en 2000). Ces financements nous ont permis de mettre au point le premier Miroir à Retournement Temporel pour les ondes électromagnétiques.
- Je suis actuellement responsable d'une aide à la Recherche de 24.000 euros (Décision n°032124) dans le cadre d'une ACI "Nouvelles Interfaces des Mathématiques" sur le thème "Retournement temporel des Ondes". Le coordonateur général en est Josselin Garnier, Professeur à l'Université Paul Sabatier à Toulouse.

## 1.5 Organisation d'écoles thématiques

Pendant l'année universitaire 1998/99, j'ai assuré, sous la direction de Mathias Fink, l'organisation d'une école sur le thème " Imaging of Complex Media with Acoustic and Seismic waves " (Cargèse, 26 avril-8 mai 1999). Il s'est agi pour moi de contacter les intervenants potentiels, de prendre en charge la publicité, d'établir un budget prévisionnel et de trouver les financements correspondants, et enfin d'assurer sur place le bon déroulement de l'école.

A la suite de cette école, j'ai réalisé le travail d'édition d'un livre qui regroupe les contributions des intervenants dans des domaines aussi variés que la sismologie, l'imagerie médicale, le contrôle non destructif ou encore l'acoustique sous-marine. J'ai relu et apporté des corrections aux différentes contributions, établi l'index et rédigé l'introduction. Cet ouvrage a été publié aux éditions Springer dans la série Topics in Applied Physics.

Depuis, j'ai participé à l'organisation de deux autres écoles sur le même thème (Cargèse, 09-14/07/2001 et Cargèse, 22-27/09/2003).

## 1.6 Activités d'intérêt général

J'organise régulièrement des visites guidées du laboratoire Ondes et Acoustique, en particulier dans les cadres de la Fête de la Science (Octobre) et de la semaine "Envie d'Amphi" organisée par la Mairie de Paris (Décembre).

En outre, j'accueille les étudiants de classes préparatoires aux grandes écoles (une centaine environ depuis 4 ans) qui préparent leur TIPE (travail d'initiative personnel encadré) sur les Miroirs à Retournement Temporel.

J'ai été une vingtaine de fois *referee* pour des publications soumises à Physical Review Letters, Physical Review E., Physical Review B., Inverse Problems et SIAM Multiscale Model. Simul.

## Chapitre 2

# Activités d'enseignement

### 2.1 Travaux pratiques à l'E.S.P.C.I

J'ai été recruté comme Maître de Conférences contractuel en septembre 2000 afin de créer des travaux pratiques dans le cadre du cours "Ondes et Acoustique" dont le responsable est le Professeur Mathias Fink. J'ai donc imaginé et rédigé les sujets, acheté et testé le matériel et enfin monté les postes de travail.

Au cours de ces travaux pratiques, l'accent est porté sur l'équivalence des approches impulsionnelles et monochromatiques de la propagation d'une onde. C'est pour les élèves un passage souvent délicat qu'on leur propose d'appréhender par le biais d'expériences ultrasonores et de simulations numériques. Les deux thèmes abordés sont :

#### **L'étude du comportement d'un transducteur ultrasonore en régimes monochromatique et impulsionnel**

- Etude numérique d'un transducteur circulaire plan : calcul de la réponse impulsionnelle de diffraction en un point de l'axe et hors d'axe, calcul de la pression à une fréquence sur l'axe en fonction de la distance à la surface du transducteur, prédiction des diagrammes de rayonnement en régimes impulsionnel et monochromatique, approximation de Fraunhofer
- Mesures expérimentales des caractéristiques électriques et mécaniques et du diagramme de rayonnement d'un transducteur ultrasonore plan ou concave

#### **La propagation guidée**

- Simulation de la propagation en milieu sous-marin par une méthode modale et une méthode utilisant le tracé de rayons : mise en évidence

de l'effet de la dispersion sur la propagation de signaux temporels brefs

- Mesure expérimentale de la dispersion dans un guide
- Expérience de renversement du temps dans une cavité à géométrie chaotique

Les 72 élèves de la promotion sont divisés en trois groupes de 24. Chaque groupe suit deux semaines de travaux pratiques (une semaine par thème, à raison de 15 h par semaine).

## 2.2 Préceptorats à l'E.S.P.C.I

Les préceptorats constituent l'une des originalités de l'enseignement prodigué à l'ESPCI. Ils se présentent sous la forme de petits travaux dirigés par groupe de quatre élèves. Ceux-ci ont une semaine pour préparer un sujet original qui, dans la mesure du possible, s'appuie sur la lecture d'un article de recherche. Il s'agit non seulement de compléter les connaissances acquises en cours, mais aussi et surtout de montrer aux élèves en quoi peut consister un travail de recherche.

Jusqu'à l'année universitaire 2002/2003, le cours Ondes et Acoustique était destiné aux élèves de première année. J'ai construit pour eux six préceptorats, les deux premiers étant destinés à poser les bases nécessaires à une bonne compréhension du cours et des travaux pratiques :

- Traitement du signal, théorème d'échantillonnage
- Diffraction et transformée de Fourier
- Réseaux d'antennes  $n^{\circ}1$  et  $n^{\circ}2$
- Retournement temporel des ondes acoustiques dans un milieu désordonné
- Acoustique sous-marine

Depuis l'année 2003/2004, le cours Ondes et Acoustique est passé en 2e année. Je propose à présent les cinq préceptorats suivants :

- Réseaux d'antennes
- Retournement temporel des ondes acoustiques dans un milieu désordonné
- Acoustique sous-marine
- Imagerie médicale
- Indice de réfraction négatif

Je suis responsable de l'équipe des six enseignants qui assurent ces préceptorats.

## 2.3 Cours de Traitement des Images Numériques de l'Université Paris VII

J'appartiens à l'équipe des enseignants du DESS "Lasers, Matériaux, biologie" (anciennement "Optique et Matériaux") de l'Université Paris VII depuis l'année universitaire 1997-98. La première année, j'ai assuré les TP et une partie des cours de " Traitement des Images Numériques ". A partir de la seconde année, j'ai refondu et assuré la totalité des cours et des séances de TP. Je prépare et je corrige le sujet d'examen final et je fais passer les oraux de septembre. A travers ce cours, je m'efforce de donner aux étudiants une vision la plus exhaustive possible des outils permettant de traiter une image numérique en les classant en fonction de la branche des mathématiques dont ils sont issus (Traitement du signal, analyse statistique, morphologie mathématique). Dans cet esprit, j'ai organisé les cours de la manière suivante :

- 1) Introduction : numérisation d'une image
- 2) Transformée de Fourier d'une image
- 3) Analyse statistique d'une image
- 4) Filtrage spatial
- 5) Morphologie mathématique
- 6) Techniques de compression d'images

Pour ce qui concerne les travaux pratiques, je propose aux élèves des images-tests de nature synthétique ainsi que des images réelles d'origines diverses (biologiques ou relatives à la physique des matériaux), images qu'il s'agit d'améliorer (par lissage, rehaussement de contraste), voire de *segmenter* afin d'en tirer une information quantitative ; par exemple, les étudiants mettent au point un algorithme d'analyse granulométrique automatisée utilisant des outils de morphologie mathématique (érosion, dilatation, ouverture, fermeture).

## 2.4 Travaux pratiques et travaux dirigés d'électronique à l'Université Paris VII

En qualité d'attaché temporaire d'enseignement et de recherches, j'ai enseigné dans le cadre du module d'électronique analogique de la deuxième année des DEUG SM et MIAS. J'ai assuré pendant le premier semestre une séance de travaux dirigés et deux séances de travaux pratiques par semaine. De plus, j'ai participé à l'élaboration et à la correction des épreuves théoriques et pratiques.

## 2.5 Encadrement de thésards et stagiaires

Actuellement, je participe à l'encadrement de trois thèses de doctorat. La première est celle de F. Van Der Biest qui a démarré en 2002. Son sujet porte sur la diffusion multiple en régime non-linéaire et le renversement du temps des ondes ultrasonores. La seconde est celle de Victor Mamou qui développe des outils de mesure des paramètres de transport de milieux présentant de la diffusion multiple. L'objectif est double : il s'agit d'une part de relier ces mesures aux performances du retournement temporel dans ces milieux. D'autre part, l'idée est de développer des outils de caractérisation de milieux réels (aciers austénitiques, matériaux granulaires, mousses métalliques, os...). La troisième est celle de Geoffroy Lerosey qui travaille sur l'application du retournement temporel aux télécommunications, en particulier dans des milieux réverbérants ou désordonnés, avec des ondes acoustiques ou électromagnétiques.

De plus, j'ai encadré les stagiaires suivants :

- V. Josse (2 mois, MIP, 1997)
- A. Peyre (10 mois, scientifique du contingent, 1999)
- D. Lamine (2 mois, ENS Lyon, 2000)
- F. Van Der Biest (3 mois, DEA physique des solides, 2002)
- J. Derr (10 semaines, 3e année ESPCI, 2002)
- L. Nataf (3 mois, DEA acoustique, 2003)
- J. Macher (2 mois, ENS Lyon, 2003)
- K. Bessa (3 mois, Maîtrise, 2003)
- G. Lerosey (DEA électronique, 2003)
- G. Boccara (10 mois, étudiante ERASMUS, 2e année ESPCI, 2003/2004)
- K. Baillie (10 semaines, 3e année ESPCI, 2004)
- B. Noël (10 semaines, 3e année ESPCI, 2004)

## 2.6 Projets d'enseignement

Après avoir créé et assuré pendant cinq ans le cours de "Traitement Numérique des Images" à l'Université Paris VII, je prépare actuellement pour la rentrée 2004 un nouveau cours, "Ondes en milieux complexes", dans le cadre du Master Recherche, mention "Physique Fondamentale et Sciences pour l'Ingénieur", spécialité "Mécanique Physique".

En outre, je travaille à la mise au point d'une troisième semaine de Travaux Pratiques à l'ESPCI. Elle sera consacrée à une expérience de sonoluminescence. Celle-ci sera opérationnelle à la rentrée 2005.

## Chapitre 3

# Activités de recherches

### 3.1 Introduction

Depuis 1999, date à laquelle j'ai été recruté comme ATER à l'Université Paris VII avant de devenir Maître de Conférences à l'E.S.P.C.I l'année suivante, je m'intéresse à la propagation des ondes en milieux complexes. Ce sujet se trouve au carrefour de nombreuses disciplines de la physique. Qu'il s'agisse en effet de la propagation d'un électron dans un métal impur, d'une onde lumineuse dans du lait, d'une onde électromagnétique en milieu urbain ou encore d'une onde élastique dans un acier à grains, les outils théoriques d'analyse (fonctions de Green, approche diagrammatique) et les concepts mis en jeu (propagation cohérente, propagation incohérente, régimes diffusif et localisé) sont analogues par delà la diversité des situations pratiques rencontrées. Tous ces domaines relèvent en définitive de la "physique mésoscopique" dans la mesure où il s'agit de décrire voire d'exploiter la propagation d'une onde dans un milieu dont la taille est comprise entre le libre parcours moyen élastique (qui représente la distance moyenne entre deux diffusions) et le libre parcours moyen d'absorption.

Pour ma part, je me suis tout d'abord plus particulièrement intéressé à la propagation des ultrasons en régime de diffusion multiple. Relativement aux autres domaines de la physique ondulatoire, l'acoustique ultrasonore présente en effet un certain nombre d'avantages. En premier lieu, elle offre des outils d'investigation qui donnent un accès direct à l'amplitude et à la phase du champ diffusé : ce sont les transducteurs piézo-électriques qui mesurent un champ de pression instantané. En optique, les capteurs ne mesurent que l'intensité et par là même perdent l'information sur la phase. En outre, ces transducteurs sont réversibles, c'est-à-dire qu'ils peuvent également jouer le rôle d'émetteurs. Au laboratoire, cette propriété est mise à profit pour construire de véritables "Miroirs à Retournement Temporel" (MRT) qui permettent de tester la réversibilité de la propagation en régime de diffusion multiple. Enfin, compte tenu des fréquences utilisées (de l'ordre du  $MHz$ ), les échelles

spatiales mises en jeu (typiquement le  $mm$ ) autorisent la réalisation d'échantillons prototypes dont les paramètres sont aisément ajustables.

C'est donc dans ce cadre que s'inscrivent mes travaux. Leur objectif est double : d'une part, en profitant de la souplesse d'utilisation des ultrasons, je m'attache à réaliser, à des échelles millimétriques, l'équivalent macroscopique d'expériences quantiques ou optiques (effet de rétrodiffusion cohérente, effet tunnel résonant...). D'autre part, sur un plan plus pratique, je cherche à comprendre le parti que l'on peut tirer de la complexité d'un milieu, en particulier dans le contexte des télécommunications. Dans cet esprit, j'ai orienté mes recherches dans quatre directions principales que j'examinerai successivement dans ce manuscrit.

La première est relative à *l'effet de rétrodiffusion cohérente* que j'ai enregistré en acoustique, pour la première fois dans sa version dynamique, en 1997. Avec Julien de Rosny, nous avons étendu son étude aux milieux clos réverbérants. En outre, nous avons établi un lien original entre la rétrodiffusion cohérente et le retournement temporel. Parallèlement, avec Arnaud Derode, nous étudions, dans le cadre de la thèse de V. Mamou, la possibilité d'utiliser la rétrodiffusion cohérente pour caractériser des milieux réels tels que des aciers, des mousses métalliques ou encore des milieux granulaires.

Le second sujet concerne *le retournement temporel des ultrasons dans les milieux désordonnés*. L'invariance par renversement du temps de l'équation d'onde dans un milieu complexe non dissipatif autorise la possibilité de refocaliser sur sa source une onde ultrasonore en utilisant un Miroir à Retournement Temporel ; c'est-à-dire une rétine ultrasonore capable d'enregistrer une onde acoustique produite par une source brève, de la retourner temporellement et de la réémettre dans une chronologie inverse. De façon surprenante, cette expérience est possible même dans un milieu qui diffuse fortement les ultrasons. Plus encore, la complexité du milieu est mise à profit pour focaliser l'onde avec une précision meilleure que celle obtenue dans une expérience analogue réalisée en milieu homogène. Pour ma part, j'ai entrepris l'étude de la sensibilité d'une telle expérience lorsqu'un paramètre varie entre la propagation aller et la propagation retour (introduction d'un défaut localisé, changement de température...). La motivation d'une telle étude est double. Sur un plan pratique, mesurer la "brisure de réversibilité" peut être un moyen de caractériser les modifications du milieu. Sur un plan théorique, le retournement temporel est un outil de choix pour comparer la sensibilité d'un hamiltonien classique et de son pendant ondulatoire ou quantique, sujet qui se trouve au coeur de la problématique du passage physique classique / physique quantique.

Le troisième sujet a trait aux *télécommunications par retournement temporel dans les environnements réverbérants*. Comme suite à mes travaux de thèse et à ceux de Julien de Rosny et de Sylvain Yon, une équipe "retournement temporel et télécommunications" a vu le jour au laboratoire. Nos thèses avaient en effet contribué à montrer qu'il est possible d'utiliser la

### 3.2. PRÉLIMINAIRES : LES DIFFÉRENTS RÉGIMES DE PROPAGATION DANS UN MILIEU DIFFUSEUR

---

technique du retournement temporel pour communiquer une information cohérente (une impulsion) localisée dans le temps et dans l'espace même à travers un milieu complexe qui "brouille" la propagation des ondes. De surcroît, nous avons prouvé qu'il est possible de tirer profit du désordre pour créer une tache de focalisation plus fine que celle obtenue en espace libre. La suite logique était d'étudier la possibilité de transmettre une information plus riche qu'une simple impulsion, soit par exemple une succession d'impulsions positives ou négatives représentant des bits d'information, et ce simultanément à différents récepteurs proches les uns des autres. C'est dans cet esprit que des expériences à petites échelles ont été réalisées avant que Mathias Fink, Julien de Rosny et moi-même ne concevions le premier Miroir à Retournement Temporel pour les ondes électromagnétiques.

Enfin, j'ai introduit au laboratoire une nouvelle thématique : les matériaux à bandes interdites ou "cristaux phononiques". Ces matériaux sont l'équivalent des cristaux photoniques pour les ondes électromagnétiques. Ils sont actuellement le sujet de nombreux travaux à travers le monde. Pour ce qui me concerne, je me suis particulièrement intéressé à l'étude du temps de groupe à travers des structures résonantes construites à partir de cristaux phononiques.

Ces quatre sujets ont donné lieu à des publications dont les plus significatives figurent en annexes. Il faut y ajouter deux projets plus récents qui seront discutés dans la partie 3.7 relative à mes projets de recherche. Le premier, qui a démarré dans le cadre de la thèse de F. Van Der Biest, concerne la propagation acoustique dans les nuages de bulles. Le second a trait à l'application de la théorie des matrices aléatoires à la propagation acoustique en régime de diffusion multiple.

## 3.2 Préliminaires : les différents régimes de propagation dans un milieu diffuseur

Lorsqu'une onde (acoustique, électromagnétique ou quantique) pénètre dans un milieu désordonné diffuseur, son amplitude cohérente  $\langle G \rangle$ , c'est-à-dire la partie de son amplitude qui résiste à une moyenne sur le désordre, décroît exponentiellement sur une distance caractéristique qui définit le double du libre parcours moyen élastique (Fig. 3.1). Dans une approximation de milieu dilué telle que "l'Independent Scattering Approximation" [LT96] ou bien encore dans le cadre de la "Coherent Potential Approximation" [She95], le libre parcours moyen élastique est donné par  $l_s = 1/n\sigma$  où  $n$  est la concentration en diffuseurs et  $\sigma$  la section efficace totale de diffusion ; celle-ci évalue le pouvoir diffusant des obstacles rencontrés par l'onde. Au-delà de quelques libres parcours moyens élastiques, l'onde cohérente s'est donc presque totalement "éteinte" et la majeure partie de l'énergie a été transférée aux "ondes diffuses". Il faut alors s'intéresser à la partie incohérente de l'onde,

3.2. PRÉLIMINAIRES : LES DIFFÉRENTS RÉGIMES DE PROPAGATION DANS UN MILIEU DIFFUSEUR

---

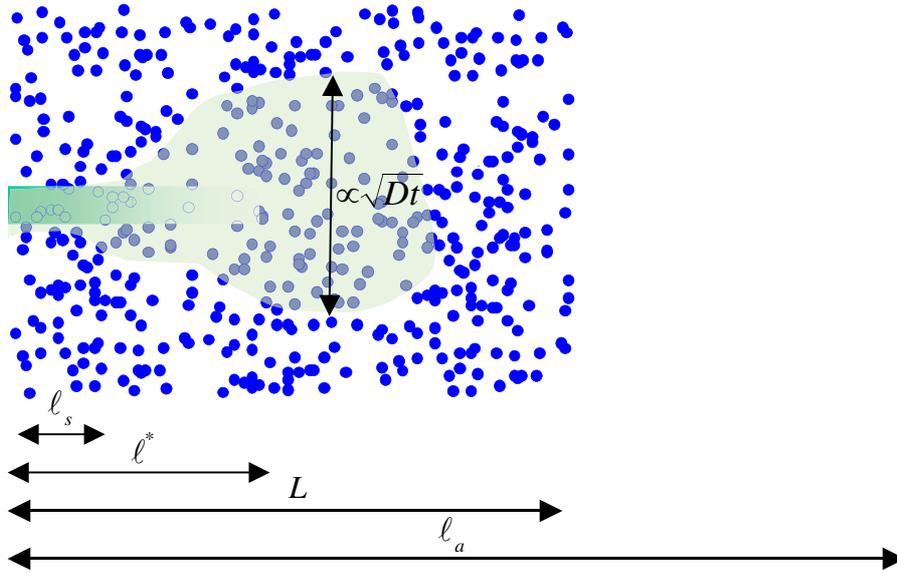


FIGURE 3.1 – Paramètres utilisés pour la description de la propagation ondulatoire dans un milieu diffusant. Le dégradé schématise l'atténuation progressive de l'onde cohérente due aux diffusions hors de l'axe du faisceau incident. Au bout de quelques libres parcours moyens élastiques, la majeure partie de l'énergie a été transférée aux ondes diffuses qui "s'étalent" pour former un "halo de diffusion". Lorsque l'épaisseur  $L$  du milieu étudié est comprise entre le libre parcours moyen élastique  $l_s$  et le libre parcours moyen d'absorption  $l_a$ , le régime de propagation est dit "mésoscopique".

c'est-à-dire à la moyenne sur le désordre de l'intensité  $I = \langle GG^* \rangle$ . Dans l'approximation de la diffusion, son évolution est gouvernée par l'équation du même nom :

$$D\Delta I = \frac{\partial I}{\partial t} \quad (3.1)$$

Adopter une description de la propagation de l'énergie fondée sur cette équation revient à considérer le problème de la marche aléatoire d'une particule pour laquelle la distance quadratique moyenne parcourue est proportionnelle au temps de parcours. Le facteur de proportionnalité est la constante de diffusion, quantité homogène à une surface balayée par unité de temps. La constante de diffusion donne une mesure de la taille de la zone explorée par la diffusion qui varie comme  $\sqrt{Dt}$ . Ce paramètre dynamique est relié à un autre, la vitesse de transport de l'énergie  $V_E$  (qui n'est en général ni la vitesse de phase, ni la vitesse de groupe) et à un paramètre stationnaire, le libre parcours moyen de transport  $l^*$ . Ce dernier représente la distance au bout de laquelle l'onde a perdu la mémoire de sa direction initiale. Il est relié au libre parcours moyen élastique par un facteur qui dépend de l'anisotropie de la diffusion par un diffuseur [A.T99]. Lorsque la diffusion est très anisotrope, les deux libres parcours moyens peuvent différer d'un ordre de grandeur. Mais dans les situations rencontrées dans ce manuscrit, ils auront des valeurs voisines si bien que nous omettrons parfois la distinction et parlerons simplement du "libre parcours moyen".

Un troisième libre parcours moyen intervient dans la description de la propagation : le libre parcours moyen d'absorption qui représente la distance caractéristique de l'atténuation de l'intensité due aux seuls effets de la dissipation.

Cette approche diffusivo de la propagation est très utile. Toutefois, elle ne rend pas compte de tous les aspects de la propagation dans un milieu diffusant et en particulier des propriétés de réciprocity et d'invariance par renversement du temps. La réciprocity trouve sa manifestation dans l'effet de rétrodiffusion cohérente [eGM04]. L'invariance par renversement du temps de l'équation de propagation autorise quant à elle la possibilité de refocaliser sur sa source une onde qui s'est propagée dans un milieu désordonné. Au cours de mes différents travaux, je me suis intéressé aux conséquences de ces deux propriétés et à la manière de les exploiter.

### 3.3 L'effet de rétrodiffusion cohérente

#### 3.3.1 Enregistrement de l'effet de rétrodiffusion cohérente

L'effet de rétrodiffusion cohérente se manifeste lorsqu'on s'intéresse à la distribution spatiale de l'intensité rétrodiffusée par un milieu présentant de

la diffusion multiple. Il constitue une fort belle illustration des effets conjugués de la réciprocité d'un milieu et de son caractère multiplement diffuseur. La première mise en évidence expérimentale en optique remonte à 1985 [AL85, WM85]. C'était la première mise en évidence du fait que la théorie de Boltzmann, et en particulier l'équation du transfert radiatif qui en découle, sont insuffisantes pour décrire tous les aspects de la propagation de la lumière en milieu désordonné. L'effet de "rétrodiffusion cohérente" prouve en effet que toute cohérence des ondes n'est pas perdue, même dans un milieu fortement multiplement diffuseur.

Nous rappelons ici brièvement le principe de son enregistrement dans le domaine ultrasonore pour un milieu diffuseur, immergé dans l'eau, constitué de tiges en acier inox, de diamètre 0.8 mm, aléatoirement réparties avec une densité d'environ 19 tiges/cm<sup>2</sup> (Fig. 3.2). Le champ ultrasonore rétrodiffusé



FIGURE 3.2 – *Milieu prototype pour l'étude de la diffusion multiple. L'échantillon présenté sur cette photo est constitué de 2400 tiges en acier inox réparties aléatoirement à raison d'environ 19 tiges/cm<sup>2</sup>. Le diamètre de chaque tige vaut 0.8mm.*

par un tel milieu peut être enregistré au moyen d'un réseau de 128 transducteurs piézo-électriques de fréquence centrale 1.3MHz, ce qui correspond dans l'eau à une longueur d'onde d'environ 1mm. Les transducteurs sont espacés d'une demi-longueur d'onde. Initialement, l'un des transducteurs émet une impulsion brève (Fig. 3.3). Les signaux rétrodiffusés sont enregistrés sur chacun des éléments du réseau, ce qui donne accès à la répartition spatiale du champ multiplement diffusé. Puisque nous enregistrons l'amplitude en fonction du temps, nous pouvons choisir de calculer l'intensité rétrodiffusée en intégrant le carré du champ sur la totalité du signal ("cas stationnaire")

ou sur des fenêtres temporelles de tailles comparables à la durée du train d'ondes initial ("cas dynamique"). Par exemple, nous représentons sur la fi-

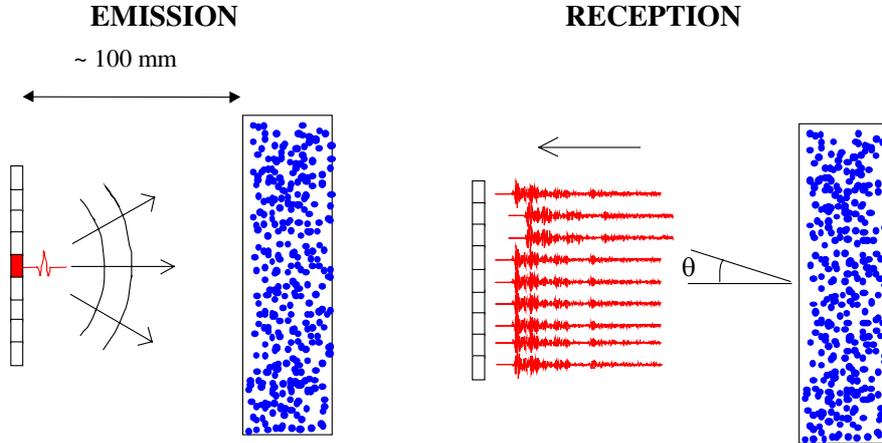


FIGURE 3.3 – Principe de l'enregistrement de l'effet de rétrodiffusion cohérente. Un des transducteurs du réseau émet quelques arches de sinusoïdes en direction de l'échantillon de tiges métalliques immergé. Les signaux rétrodiffusés sont enregistrés sur les 128 capteurs, ce qui donne accès à la répartition spatiale de l'intensité rétrodiffusée.

gure 3.4 la répartition angulaire de l'intensité stationnaire rétrodiffusée pour une illumination quasi-monochromatique à  $1.3MHz$ . Nous obtenons une figure typique de *speckle* qui se manifeste par une distribution erratique de pics et de creux d'intensité. Une telle figure de speckle est caractéristique de la réalisation du désordre considérée. Pour une autre réalisation du désordre, c'est-à-dire, dans le cas présent, pour une autre configuration des positions des diffuseurs, la figure de speckle obtenue eût été différente.

En première approximation, nous pourrions nous attendre à observer une répartition isotrope de l'intensité moyenne rétrodiffusée. Expérimentalement, afin de réaliser une moyenne sur le désordre, il s'agit de faire en sorte que chaque tir ultrasonore sollicite des séquences de diffusion différentes. A cette fin, nous reproduisons l'expérience précédemment décrite pour 80 positions du réseau que l'on translate de  $1mm$ , parallèlement à l'échantillon, après chaque nouvelle acquisition. Le pas entre deux acquisition est choisi de telle façon que les signaux rétrodiffusés pour chacune des deux positions soient complètement décorrélés. En outre, pour chaque position, nous faisons tirer successivement 10 éléments du réseau. Nous réalisons ainsi 10 moyennes supplémentaires qui permettent de s'affranchir de la différence de sensibilité des capteurs. En fait de répartition isotrope, nous obtenons sur la source une surintensité d'un facteur proche de 2 (Fig. 3.4). C'est la traduction de "l'effet de rétrodiffusion cohérente". L'explication en est la suivante. Si l'on

### 3.3. L'EFFET DE RÉTRODIFFUSION COHÉRENTE

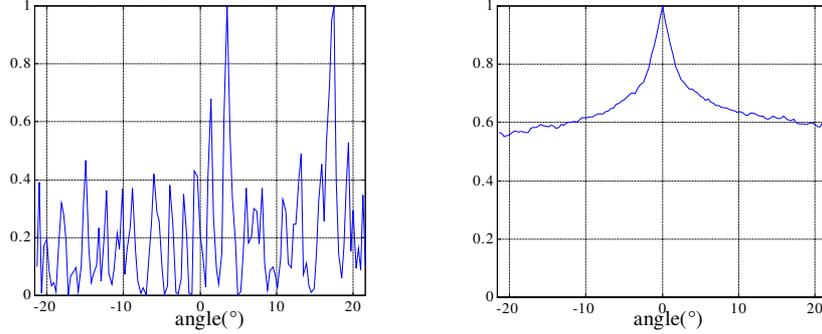


FIGURE 3.4 – Répartition angulaire de l'intensité rétrodiffusée par un échantillon de tiges métalliques. A gauche : sur une réalisation du désordre et pour une illumination quasi-monochromatique à  $1.3\text{MHz}$ . A droite : en moyenne sur 80 réalisations du désordre et pour une illumination large bande autour de  $1.3\text{MHz}$ .

décompose l'amplitude rétrodiffusée sur tous les chemins possibles dans le milieu (Eq. 3.2), l'intensité s'écrit comme la somme de trois termes que l'on a représentés symboliquement sur la figure 3.5.

$$I = \left| \sum_i A_i \right|^2 = \sum_i \sum_j A_i A_j^* \quad (3.2)$$

Le premier terme correspond à l'appariement d'une amplitude et d'une

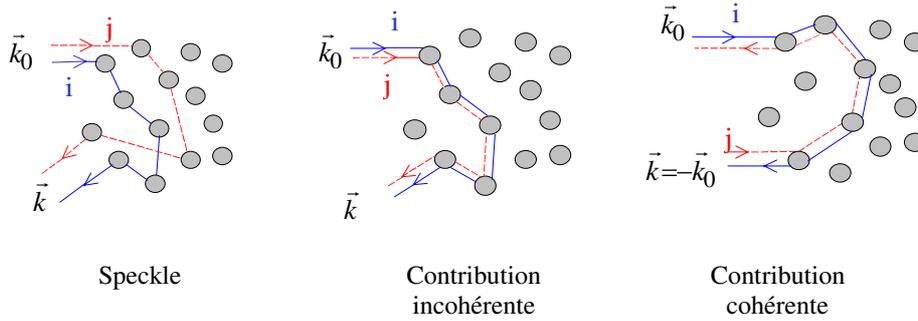


FIGURE 3.5 – Représentation symbolique des trois contributions à l'intensité rétrodiffusée par un milieu multiplement diffuseur. Un trait plein symbolise un chemin relatif à une amplitude, un trait pointillé un chemin relatif à une amplitude conjuguée

amplitude conjuguée relatives à des chemins qui n'ont pas suivi la même séquence de diffuseurs ( $i \neq j$ ). Ces deux chemins n'ont donc aucune raison

d'interférer constructivement et vont apporter en moyenne une contribution nulle à l'intensité. Le deuxième type de couple de chemins correspond à l'intensité incohérente. Tous les chemins constituant ces couples suivent la même séquence de diffuseurs et sortent donc du milieu en phase. En moyenne, ils donnent une contribution isotrope. Dans l'approximation de Boltzmann, c'est cette contribution qui est conservée. Dans le développement diagrammatique de l'intensité [She95], elle correspond aux diagrammes en échelle (*Ladder diagrams*). Mais à ce stade, certains couples de chemin ont été négligés. Sous couvert de l'hypothèse de réciprocité, pour chaque chemin relatif à une amplitude, il en existe un autre (relatif à une amplitude conjuguée) qui parcourt la même séquence de diffuseurs mais dans une chronologie inverse. Ces deux chemins sont en phase à la sortie du milieu ; ils interfèrent donc constructivement dans la direction incidente d'illumination. En moyenne, ils apportent à l'intensité une contribution de même poids que la contribution incohérente, ce qui produit donc finalement une surintensité d'un facteur 2 dans la direction incidente. Dans l'approche diagrammatique, cette contribution est décrite par les diagrammes croisés (*most-crossed diagrams*). Dans cette approche, dont nous résumons les grandes lignes dans le paragraphe suivant, l'approximation de la diffusion permet un calcul analytique de la forme du cône [dRTD<sup>+</sup>].

### 3.3.2 Développement diagrammatique de l'intensité rétro-diffusée

L'équation de propagation d'une onde scalaire dans un milieu hétérogène dont la célérité  $c(\mathbf{r})$  fluctue spatialement autour d'une valeur moyenne  $c_0$  s'écrit pour la pulsation  $\omega$  :

$$\Delta\psi(\mathbf{r}) + \frac{\omega^2}{c_0^2}\psi(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r}) \quad (3.3)$$

$$V(\mathbf{r}) = \frac{\omega^2}{c_0^2(\mathbf{r})} - \frac{\omega^2}{c^2(\mathbf{r})} \text{ définit le } \textit{potentiel de diffusion}.$$

Si l'on introduit  $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ , fonction de Green du milieu homogène de vitesse  $c_0$ , la solution de l'équation précédente s'écrit :

$$\psi(\mathbf{r}) = \psi_0(\mathbf{r}) + \int d\mathbf{r}_1 G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) V(\mathbf{r}_1) \psi(\mathbf{r}_1) \quad (3.4)$$

Le premier terme représente l'onde qui se propage dans le milieu homogène de référence (solution de l'équation sans second membre). Le second terme représente l'onde diffusée que nous noterons  $\phi_s(\mathbf{r})$ . Introduisons la matrice  $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = V(\mathbf{r})\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ . Le développement de Born de la solution s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
 \psi(\mathbf{r}) &= \psi_0(\mathbf{r}) + \int \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \psi(\mathbf{r}_2) \\
 &= \psi_0(\mathbf{r}) + \int \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \psi_0(\mathbf{r}_2) \\
 &+ \int \int \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}_4 G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) G_0(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3) V(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) \psi_0(\mathbf{r}_4) \\
 &\quad \dots (3.5)
 \end{aligned}$$

Physiquement, le premier terme de l'équation (3.5) représente l'onde non diffusée, le second l'onde diffusée une fois, le troisième l'onde diffusée deux fois etc. A ce stade, il est utile d'introduire la matrice de diffusion  $T(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  définie par :

$$T(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \int \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 V(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1) G_0(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) V(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}') + \dots \quad (3.6)$$

Ainsi, la solution (3.5) se réécrit sous la forme condensée :

$$\psi(\mathbf{r}) = \psi_0(\mathbf{r}) + \int \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) T(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \psi_0(\mathbf{r}_2) \quad (3.7)$$

Et on obtient finalement pour l'expression de l'intensité moyenne diffusée :

$$\langle |\phi_s(\mathbf{r})|^2 \rangle = \int \int \int \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}_4 G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) G_0^*(\mathbf{r} - \mathbf{r}_2) \Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) \psi_0(\mathbf{r}_3) \psi_0^*(\mathbf{r}_4) \quad (3.8)$$

L'opérateur  $\Gamma(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) = \langle T(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) T^*(\mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) \rangle$  s'appelle le *Vertex* [She95]. C'est l'objet fondamental de la théorie microscopique de la diffusion multiple. Il contient en effet toute l'information sur les événements de diffusion entre les points  $\mathbf{r}_3$  et  $\mathbf{r}_1$  d'une part, et  $\mathbf{r}_4$  et  $\mathbf{r}_2$  d'autre part, et ne dépend pas de l'onde incidente. On peut montrer qu'il peut s'écrire comme la somme de deux opérateurs, l'un dit "irréductible" et noté  $U$ , et l'autre dit "réductible" noté  $R$ , soit  $\Gamma = U + R$  [A.T99]. Le choix du terme "irréductible" tient au fait que  $U$  décrit des processus élémentaires de diffusion par des "boîtes noires", ces dernières pouvant représenter un diffuseur unique ou un ensemble de diffuseurs statistiquement liés. On entend par là qu'on ne peut pas décomposer ladite boîte noire en entités plus élémentaires sans avoir à renoncer à la moyenne.  $R$  s'écrit comme un développement itératif en puissances de  $U$ . L'approximation de Boltzmann consiste à limiter le développement de  $U$  au seul opérateur décrivant une diffusion par un diffuseur unique (cf. Fig. 3.6).  $R$  se réduit alors à une série d'opérateurs, appelés

diagrammes en échelle. Pour  $\mathbf{r}_3 = \mathbf{r}_4$  et  $\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_1$ , ils décrivent la propagation d'une onde partielle et d'une onde partielle conjuguée selon la même séquence de diffuseurs. Ils correspondent à la *contribution incohérente* schématisée sur la figure 3.5. Dans cette approximation, la réciprocity est brisée car l'opérateur  $R$  n'est pas réciproque. Afin de la restaurer, il faut ajouter une nouvelle famille de diagrammes dits "croisés". Ce sont eux qui sont à l'origine du pic de rétrodiffusion cohérente. Pour  $\mathbf{r}_3 = \mathbf{r}_4$  et  $\mathbf{r}_2 = \mathbf{r}_1$ , ils décrivent la propagation d'une onde partielle et d'une onde partielle conjuguée selon la même séquence de diffuseurs mais dans une chronologie inverse (contribution "cohérente" schématisée sur la figure 3.5).

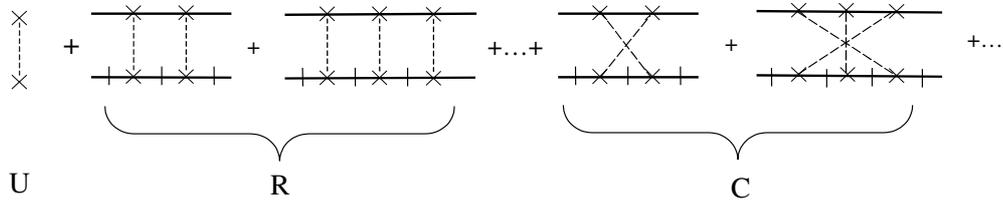


FIGURE 3.6 – Représentation diagrammatique du Vertex. Les croix représentent les diffuseurs rencontrés par l'onde. Les lignes horizontales entre diffuseurs symbolisent les fonctions de Green. Les traits verticaux qui coupent les lignes horizontales représentent l'opération de conjugaison. Les lignes pointillées relient les diffuseurs identiques. Dans l'approximation de Boltzmann, (U) se réduit à un seul diagramme décrivant un processus de diffusion simple par un diffuseur unique. (R) se limite alors à la somme de diagrammes "en échelles" (contribution incohérente) qui sont la représentation symbolique de la propagation de deux ondes partielles suivant la même séquence de diffuseurs. Ajouter (C), somme des diagrammes croisés (contribution cohérente), permet de restaurer la réciprocity. (C) représente la propagation de deux ondes partielles suivant la même séquence de diffuseurs mais en sens inverse

Avec Julien de Rosny, nous avons adapté ce formalisme afin de décrire une expérience de retournement temporel dans un milieu multiplement diffuseur. Nous résumons les principales conclusions de notre étude dans le prochain paragraphe.

### 3.3.3 Effet de rétrodiffusion cohérente et retournement temporel

Depuis une dizaine d'années, le LOA mène, sous l'impulsion de Mathias Fink, de nombreuses études relatives au retournement temporel en acoustique. Avec Julien de Rosny, nous avons revisité, d'un point de vue tant théorique qu'expérimental, le retournement temporel en régime de diffusion

multiple en adoptant l'approche diagrammatique dont nous avons rappelé les grandes lignes dans le paragraphe précédent. Comme nous l'avons expliqué, cette approche consiste à représenter par un diagramme chacun des termes apparaissant dans le développement perturbatif de l'intensité moyenne. L'apport le plus original de notre étude réside dans la mise en évidence sur la focalisation obtenue par retournement temporel des influences respectives des diagrammes en échelle (*Ladder diagrams*) et des diagrammes croisés (*most-crossed diagrams*). Nous résumons ici l'esprit de notre travail sans rentrer dans les détails du développement théorique parfois très technique [dRTD<sup>+</sup>].

Nous avons rappelé dans la section 3.3.1 le principe de l'enregistrement de l'effet de rétrodiffusion cohérente. Nous décrivons à présent une expérience de retournement temporel réalisée dans la même configuration (Fig. 3.7). Un transducteur d'une barrette échographique, situé en  $\mathbf{S}$ , émet une impulsion ultrasonore en direction de la forêt de tiges métalliques. Les signaux rétrodiffusés sont enregistrés sur un seul élément de la barrette situé en  $\mathbf{R}$ . Comme on peut le voir sur la figure 3.8, l'allongement temporel du signal est considérable en raison de la diffusion multiple dans le milieu ; son épaisseur, ici  $L = 40mm$ , est en effet très supérieure au libre parcours moyen élastique  $l_s = 4mm$ . Ce signal est retourné temporellement et réémis dans le milieu et le signal résultant est mesuré en chaque point  $\mathbf{K}$  autour du point source. On observe sur le point  $\mathbf{S}$  que l'impulsion initiale est recrée (Fig. 3.9). En outre, une mesure du champ de pression en fonction de la distance  $r_{\mathbf{K}} - r_{\mathbf{S}}$  au point source nous apprend que l'onde retournée temporellement est spatialement focalisée. C'est dire qu'une expérience de retournement temporel est possible même avec un unique transducteur. Ce résultat suprenant est lié au caractère auto-moyennant du retournement temporel dans un milieu désordonné, propriété que nous avons étudiée en détail ces dernières années [DTF01].

Mais le résultat le plus original est le suivant : si le même point est utilisé pour l'émission acoustique initiale et le retournement temporel, i.e.  $\mathbf{R} = \mathbf{S}$ , l'amplitude du pic de refocalisation est presque deux fois plus élevée (Fig. 3.10). En outre, si l'amplitude de la compression temporelle est représentée en fonction de la position du point de retournement temporel par rapport à la source, on retrouve une forme analogue à celle produite par l'effet de rétrodiffusion cohérente (Fig. 3.10).

D'où vient donc ce lien entre l'effet de rétrodiffusion cohérente et le retournement temporel ? L'explication est la suivante : le milieu étant linéaire et invariant par translation, lorsque la source située en  $\mathbf{S}$  émet une impulsion ultrasonore assimilable à un Dirac,  $\mathbf{R}$  enregistre, par définition, la fonction de Green du milieu entre les points  $\mathbf{S}$  et  $\mathbf{R}$ , soit  $G(\mathbf{S} \rightarrow \mathbf{R}; t)$ . Ce champ est retourné temporellement et  $G(\mathbf{S} \rightarrow \mathbf{R}, -t)$  est renvoyé dans le milieu depuis le point  $\mathbf{R}$ . Le champ reçu au point  $\mathbf{S}$  est alors donné par  $G(\mathbf{S} \rightarrow \mathbf{R}; -t) \otimes G(\mathbf{R} \rightarrow \mathbf{S}; t)$ . La réciprocité spatiale du milieu implique que les rôles des points d'émission et de réception dans les fonctions

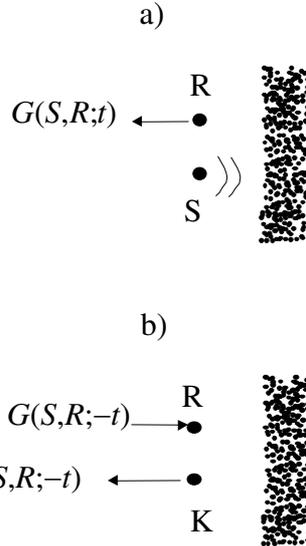


FIGURE 3.7 – a) La source ultrasonore **S** (un élément d'une barrette échographique) émet 3 arches de sinusoides autour de 3.5MHz. Le signal rétrodiffusé est mesuré au point **R** (un autre élément de la barrette). b) Ce signal est retourné temporellement et réémis. Après propagation de l'onde retournée temporellement, le signal est mesuré au point **K** (également un élément de barrette).

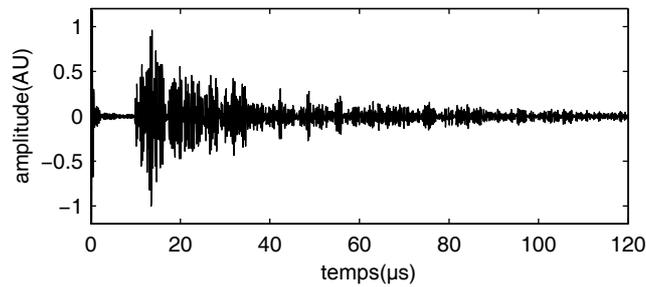


FIGURE 3.8 – Signal reçu sur **R** lorsque la source en **S** émet 3 arches de sinusoides autour de 3.5 MHz

### 3.3. L'EFFET DE RÉTRODIFFUSION COHÉRENTE

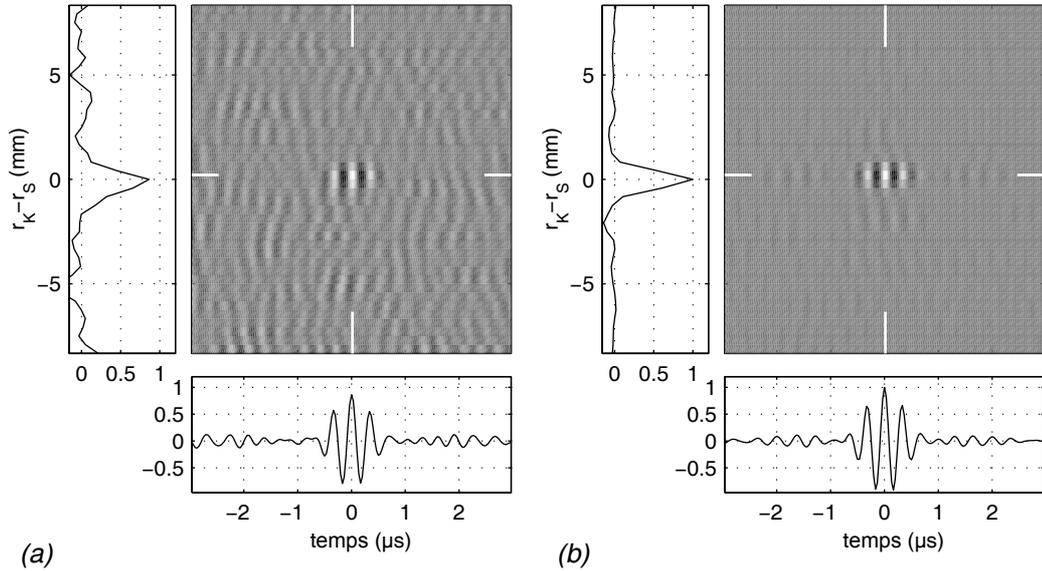


FIGURE 3.9 – Diagrammes spatio-temporels de la focalisation obtenue dans une expérience de retournement temporel réalisée avec un unique transducteur. Les courbes horizontales représentent la compression temporelle sur le point source. Les courbes verticales représentent le diagramme de directivité obtenu en mesurant le champ recréé en fonction de la distance  $r_K - r_S$  au point source. (a) : pour une position de la barrette échographique. (b) : pour une moyenne réalisée sur 10 positions de la barrette échographique.

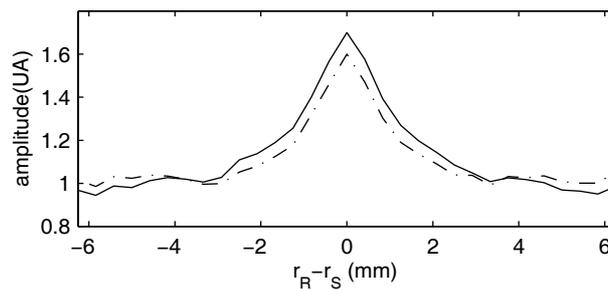


FIGURE 3.10 – Evolution de l'amplitude du signal recréé sur la source par retournement temporel en fonction de la distance  $r_S - r_R$  entre le point source **S** et le point où s'effectue l'opération de retournement temporel **R** (trait plein). Effet de rétrodiffusion cohérente (trait pointillé)

de Green peuvent être échangés, i.e.,  $G(\mathbf{S} \rightarrow \mathbf{R}; t) = G(\mathbf{R} \rightarrow \mathbf{S}; t)$ . La moyenne statistique du champ retourné temporellement peut donc s'écrire  $\langle \int G^2(\mathbf{S} \rightarrow \mathbf{R}, \tau) d\tau \rangle$  à l'instant de refocalisation ( $t = 0$ ). Cette expression n'est rien d'autre que l'intensité moyenne du champ diffus reçu au point  $\mathbf{R}$  pour une source en  $\mathbf{S}$ . Donc, en moyenne, la dépendance de l'amplitude, à l'instant de refocalisation, en fonction de la position du point de retournement donne bien la répartition spatiale de l'intensité rétrodiffusée. Une expérience de retournement temporel utilisant un transducteur unique dont la position peut varier est donc un moyen indirect de mesurer l'effet de rétrodiffusion cohérente.

Nous avons mené le calcul explicite de la moyenne et de la variance de la compression temporelle  $G(\mathbf{S} \rightarrow \mathbf{R}; -t) \otimes G(\mathbf{R} \rightarrow \mathbf{S}; t)$ . Contentons nous ici d'illustrer la conclusion importante de ce calcul en raisonnant à une fréquence, c'est-à-dire en nous intéressant à la quantité  $G(\mathbf{S} \rightarrow \mathbf{R}; \omega)G(\mathbf{R} \rightarrow \mathbf{S}; \omega)^*$ . L'expérience de retournement temporel devient alors une expérience de conjugaison de phase dont le déroulement est schématisé sur la figure 3.11. Le transducteur source situé en  $\mathbf{S}$  émet une onde monochromatique. Le récepteur au point  $\mathbf{R}$  enregistre la fonction de Green  $G(\mathbf{S} \rightarrow \mathbf{R}; \omega)$ . La fonction de Green conjuguée en phase est représentée par une flèche en pointillé sur la figure. Le sens de la flèche indique le sens de parcours de l'onde. Cette onde conjuguée en phase se propage dans le même milieu que précédemment. La fonction de Green caractéristique de la propagation retour est représentée par une flèche en trait plein. Le schéma décrivant l'ensemble du processus fait appel à l'équivalent des diagrammes croisés qui apparaissent dans le développement de l'intensité moyenne rétrodiffusée. En vertu de la réciprocité du milieu, les diagrammes (a) et (b) de la figure 3.11 sont respectivement équivalents aux diagrammes (c) et (d) où le sens de la flèche de la "fonction de Green retour" a été inversée. Ces derniers correspondent aux diagrammes en échelles dans la théorie de la diffusion multiple. Dans la pratique, si  $\mathbf{R}$  et  $\mathbf{S}$  sont confondus (cas (c) sur la figure 3.11), les chemins apparaissant dans le diagramme en échelle sont effectivement susceptibles d'être empruntés par l'onde. Par conséquent, ce diagramme contribue à l'amplitude du pic de refocalisation. En revanche, si  $\mathbf{R}$  et  $\mathbf{S}$  sont loin l'un de l'autre, le chemin en trait plein n'existe pas; c'est la raison pour laquelle il est barré sur la figure 3.11. Autrement dit, si  $\mathbf{R}$  et  $\mathbf{S}$  sont confondus l'amplitude au point de refocalisation est deux fois plus importante.

Par rapport à l'effet de rétrodiffusion cohérente, l'originalité tient au fait que la surintensité est donc liée aux diagrammes en échelle et que le fond continu trouve quant à lui son origine dans les diagrammes croisés!

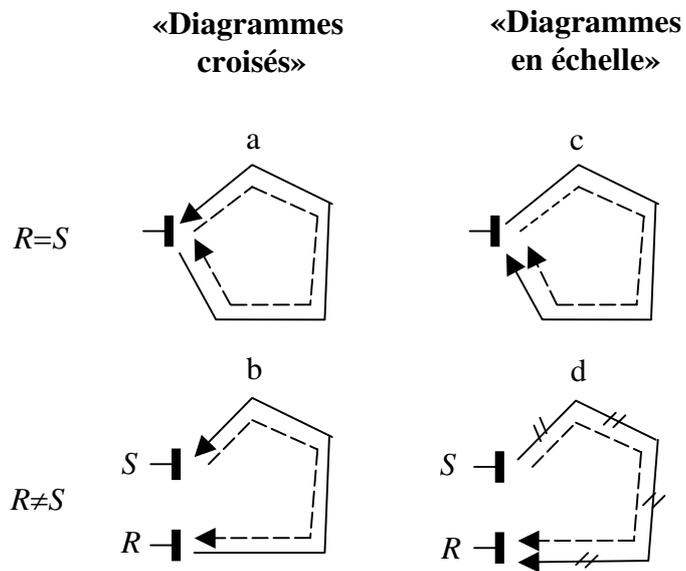


FIGURE 3.11 – Représentation schématique d'une expérience de retournement temporel réalisée avec un transducteur unique à une fréquence. On considère pour simplifier la discussion que les points **R** et **S** sont dans le milieu multiplement diffuseur. Le cas général où ils sont à l'extérieur nécessite la prise en compte des déphasages éventuels au cours de la propagation dans l'eau. Ce cas est traité dans la référence [dRTD<sup>+</sup>].

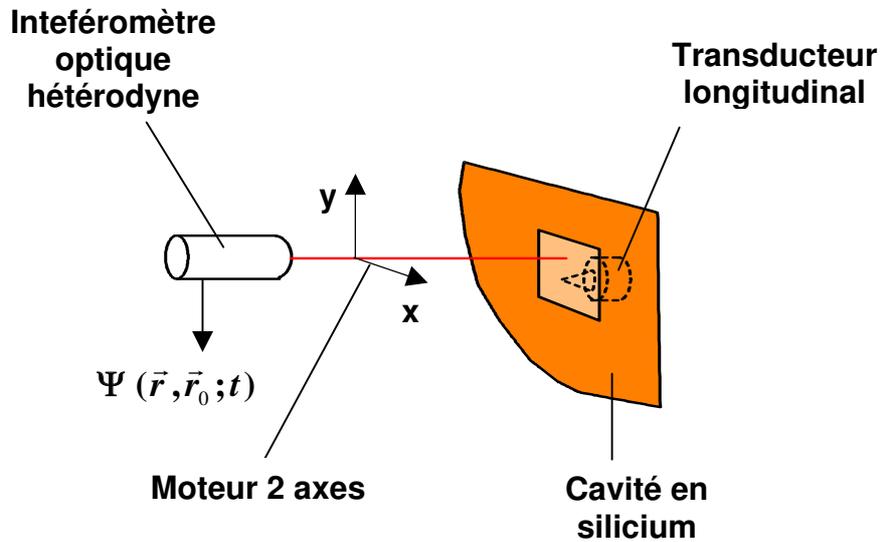


FIGURE 3.12 – Montage expérimental pour l'enregistrement du cône de rétrodiffusion cohérente dans une cavité chaotique. Le déplacement élastique  $\Psi(\vec{r}, \vec{r}_0; t)$  relatif au mode de flexion est mesuré en tout point de la cavité au moyen d'un interféromètre optique.

### 3.3.4 L'effet de rétrodiffusion cohérente dans les cavités chaotiques

#### Cas d'une source monopolaire

Avec Julien de Rosny, nous nous sommes aussi intéressés à l'effet de rétrodiffusion cohérente dans des cavités réverbérantes à géométrie chaotique. En 1994, R. Weaver a prédit l'existence d'un effet analogue à la rétrodiffusion cohérente mais avec une surintensité d'un facteur 3 [WB94]. Pour notre part, nous avons enregistré une surintensité légèrement supérieure à 2. Le montage expérimental est présenté sur la figure 3.12.

Le milieu étudié est une cavité à géométrie chaotique consistant en une fine plaque de silicium monocristallin en forme de quart de stade d'épaisseur  $0.5mm$ . Pour la fréquence centrale à laquelle nous travaillons ( $700kHz$ ), l'épaisseur est donc de l'ordre de la longueur d'onde. Les ondes élastiques qui se propagent dans une telle plaque sont appelées "ondes de Lamb". Un transducteur longitudinal couplé à la cavité par l'intermédiaire d'un cône en aluminium émet en un point de la plaque une impulsion brève de fréquence centrale  $700kHz$ . A cette fréquence, trois types d'onde de Lamb sont susceptibles d'être excités dans la cavité : un mode de flexion et deux modes d'extension. Avec un interféromètre optique conçu par Daniel Royer [RD86],

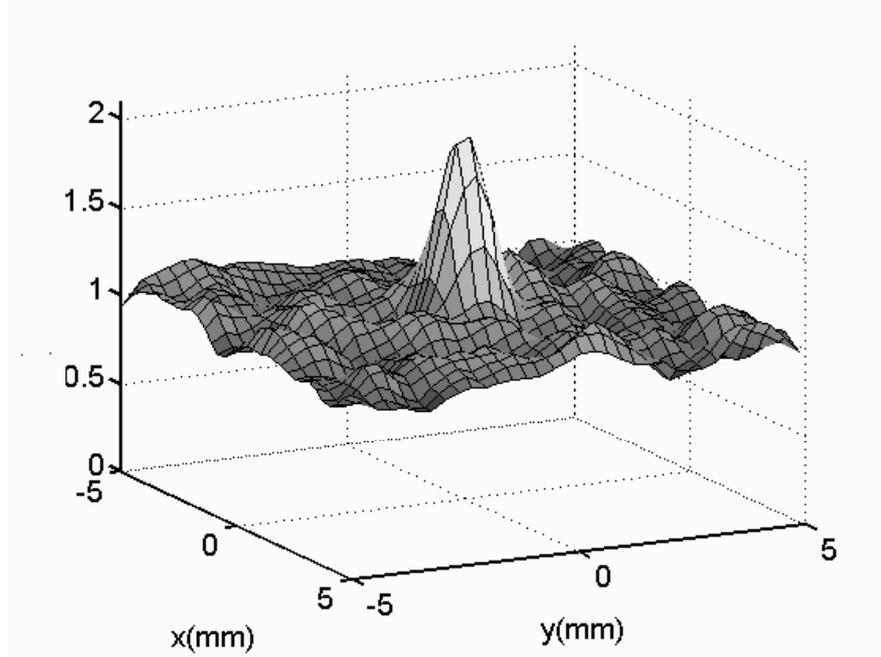


FIGURE 3.13 – *Effet de rétrodiffusion cohérente dans une cavité chaotique. La distribution spatiale de l'intensité fait apparaître un cône centré sur la source.*

l'amplitude  $\Psi(\vec{r}, \vec{r}_0; t)$  du mode de flexion (onde de Lamb  $A_0$ ) est mesurée en fonction du temps en chacun des points de la cavité. Nous en déduisons la distribution spatiale de l'intensité en calculant  $\int_{T_1}^{T_2} \Psi(\vec{r}, \vec{r}_0; t)^2 dt$ .  $T_1$  est choisi afin d'éviter l'enregistrement de la contribution des 10 premières réflexions.  $T_2 = 700\mu s$  est le temps au bout duquel le signal n'est plus mesurable.

Nous constatons sur la figure 3.13 qu'un pic apparaît bien sur la source mais la surintensité n'est que très légèrement supérieure à 2. Il faut préciser qu'un cône n'apparaît nettement que si la fenêtre d'intégration est suffisamment grande. En effet, c'est la moyenne temporelle qui permet l'observation du phénomène sur une réalisation (hypothèse d'ergodicité). Pour comprendre l'origine du facteur 3 et la raison pour laquelle il n'est pas atteint dans notre expérience, il faut décomposer le champ scalaire  $\Psi$  relatif à l'onde de flexion sur tous les modes propres  $\phi_n$  de la cavité :

$$\psi(\vec{r}, \vec{r}_0; t) = \sum_{n=0}^{\infty} \phi_n(\vec{r}) \phi_n(\vec{r}_0) \sin(\omega_n t) \frac{F(\omega_n)}{\omega_n} \quad (3.9)$$

$F(\omega)$  est la transformée de Fourier de la fonction d'excitation  $f(t)$ . On notera  $\omega_0$  la pulsation centrale et  $\Delta\omega$  la bande passante. L'intégration de  $\psi^2$  entre  $T_1 = T - \Delta T$  et  $T_2 = T + \Delta T$  peut s'écrire comme un produit de

convolution :

$$\int_{T-\Delta T}^{T+\Delta T} \psi(\vec{r}, \vec{r}_0; t)^2 dt = [\psi(\vec{r}, \vec{r}_0; t)^2 \otimes \text{rect}(\frac{t}{\Delta T})](T) \quad (3.10)$$

Le calcul de  $\Psi^2$  fait apparaître des termes oscillant à  $\omega_n + \omega_m \approx 2\omega_0$  et d'autres oscillant à  $\omega_n - \omega_m$ . Le produit de convolution par la fonction porte se comporte comme un filtre passe-bas. Comme  $\Delta T \gg 1/2\omega_0$ , l'intégration élimine le premier type de termes. L'intensité moyenne s'écrit donc :

$$I(\vec{r}, \vec{r}_0; T, \Delta T) = \frac{1}{\Delta T} \int_{T-\Delta T}^{T+\Delta T} \psi(\vec{r}, \vec{r}_0; t)^2 dt = [(A + B) \otimes \text{rect}(\frac{t}{\Delta T})](T) \quad (3.11)$$

avec

$$A = \frac{1}{2} \sum_{n>0} |F(\omega_n)|^2 \frac{\phi_n^2(\vec{r})\phi_n^2(\vec{r}_0)}{\omega_n^2} \quad (3.12)$$

et

$$B(t) = \frac{1}{2} \sum_{n>0} \sum_{m>0, m \neq n} F(\omega_n)F(\omega_m)^* \frac{\phi_n(\vec{r})\phi_n(\vec{r}_0)\phi_m(\vec{r})\phi_m(\vec{r}_0)}{\omega_n\omega_m} \times \cos(\omega_n - \omega_m)t \quad (3.13)$$

On suppose ici que la bande  $\Delta\omega$  est suffisamment large pour qu'un grand nombre de modes soit excité, i.e.  $\Delta\omega \gg 1/n(\omega_0)$  où  $n_c = n(\omega_0)$  est la densité de modes à la pulsation centrale. Cette hypothèse permet de justifier le caractère automoyennant de l'intensité. On suppose par ailleurs que les variables  $\omega_n$  et  $\phi_n$  sont statistiquement décorrélées, hypothèse classique en chaos ondulatoire [WB94]. Les deux termes précédents peuvent alors se ré-écrire :

$$A = \frac{1}{2} \sum_{n>0} \left\langle \frac{|F(\omega_n)|^2}{\omega_n^2} \right\rangle \langle \phi_n^2(\vec{r})\phi_n^2(\vec{r}_0) \rangle \quad (3.14)$$

et

$$B(t) = \frac{1}{2} \sum_{n>0} \sum_{m>0, m \neq n} \langle \phi_n(\vec{r})\phi_n(\vec{r}_0)\phi_m(\vec{r})\phi_m(\vec{r}_0) \rangle \left\langle \frac{F(\omega_n)F(\omega_m)^*}{\omega_n\omega_m} \cos(\omega_n - \omega_m)t \right\rangle \quad (3.15)$$

### 3.3. L'EFFET DE RÉTRODIFFUSION COHÉRENTE

---

Si la fenêtre d'intégration  $\Delta T$  est suffisamment courte ( $\Delta T < 1/(\omega_n - \omega_m)$ ,  $m \neq n$ ), alors l'intensité moyenne n'en dépend plus et s'écrit :  $I(\vec{r}, \vec{r}_0; T) = A + B(T)$ .

A présent, on suppose la bande  $\Delta\omega$  suffisamment étroite pour que les propriétés statistiques des modes soient indépendantes de la fréquence. Le deuxième terme se réécrit alors :

$$B(T) = \frac{1}{2} \langle \phi(\vec{r})^2 \phi(\vec{r}_0)^2 \rangle \sum_{n>0} \sum_{m>0, m \neq n} \left\langle \frac{F(\omega_n) F(\omega_m)^*}{\omega_n \omega_m} \cos(\omega_n - \omega_m) T \right\rangle \quad (3.16)$$

Les modes propres d'une cavité chaotique peuvent être modélisés comme la superposition d'ondes planes de directions et de phases aléatoires, ce qui permet de postuler que leur amplitude suit une statistique gaussienne. Le terme  $\langle \phi^2(\vec{r}) \phi^2(\vec{r}_0) \rangle$  s'écrit alors en fonction des moments d'ordre inférieur :

$$\langle \phi^2(\vec{r}) \phi^2(\vec{r}_0) \rangle = \langle \phi^2 \rangle^2 + 2 \langle \phi(\vec{r}) \phi(\vec{r}_0) \rangle^2 \quad (3.17)$$

l'autocorrélation spatiale de  $\phi$  étant donnée à deux dimensions par :

$$\langle \phi(\vec{r}) \phi(\vec{r}_0) \rangle^2 = \langle \phi^2 \rangle^2 J_0^2(2\pi |\vec{r} - \vec{r}_0| / \lambda_0) \quad (3.18)$$

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde centrale.

Enfin, on peut montrer que pour un système chaotique qui vérifie l'invariance par renversement du temps, i.e. de type GOE (Gaussian Orthogonal Ensemble) [BFF<sup>+</sup>81], le terme  $\sum_{n>0} \sum_{m>0, m \neq n} \left\langle \frac{F(\omega_n) F(\omega_m)^*}{\omega_n \omega_m} \cos(\omega_n - \omega_m) T \right\rangle$  est une fonction,  $C(T)$ , qui varie entre 1 pour  $T < 2\pi n_c$  et 2 pour  $T > 2\pi n_c$ .

Lorsque le point source  $\vec{r}_0$  et le point d'observation  $\vec{r} = \vec{r}_\infty$  sont loins l'un de l'autre (i.e. distants de plusieurs longueurs d'onde), l'autocorrélation spatiale de l'amplitude des modes est nulle et l'intensité vaut donc  $I(\vec{r}_0, \vec{r}_\infty) = \frac{1}{2} \langle \phi^2 \rangle^2 \sum_{n>0} \left\langle \frac{|F(\omega_n)|^2}{\omega_n^2} \right\rangle$ . L'intensité normalisée s'écrit donc finalement :

$$\begin{aligned} \frac{I(\vec{r}_0, \vec{r}, T)}{I(\vec{r}_0, \vec{r}_\infty)} &= 1 + C(T) \frac{\langle \phi(\vec{r}) \phi(\vec{r}_0) \rangle^2}{\langle \phi^2 \rangle^2} \\ &= 1 + J_0^2(2\pi |\vec{r} - \vec{r}_0| / \lambda_0) C(T) \end{aligned} \quad (3.19)$$

Le temps caractéristique  $t_H = 2\pi n_c$  est le temps de Heisenberg au-delà duquel les modes de la cavité sont résolus. Pour une fenêtre d'intégration infiniment étroite (i.e.  $rect(\frac{t}{\Delta T}) = \delta(t)$ ) et pour des temps  $T < t_H$ , on retrouve bien un facteur 2 entre l'intensité rétrodiffusée sur la source et l'intensité mesurée loin d'elle. L'argument fondé sur la réciprocité spatiale permet de l'expliquer. Pour des temps supérieurs, la surintensité atteint 3, soit le rapport entre le moment d'ordre 4 et le carré du moment d'ordre 2 de l'amplitude des modes, supposée suivre une statistique gaussienne. Le déphasage entre deux modes séparés de la distance  $1/t_H$  (soit la distance moyenne entre modes) peut alors atteindre  $360^\circ$ . Dans une interprétation utilisant les rayons (qui, stricto sensu, n'est plus valide au-delà du temps de Heisenberg), cela correspond à une situation où des rayons déjà passés une fois sur la source y repassent à nouveau, augmentant par là même la surintensité.

Le temps de Heisenberg peut être calculé en utilisant la formule de Weyl [Ber97]. Dans notre cas, il est de l'ordre de  $800\mu s$  pour le mode de flexion et de  $1300\mu s$  si l'on tient compte des trois modes. Le temps de Heisenberg étant nettement supérieur au temps de début de notre fenêtre d'intégration, il est logique que le facteur 3 ne soit pas atteint. La taille de notre fenêtre d'intégration, dans la pratique limitée par l'absorption, est quant à elle du même ordre de grandeur que le temps de Heisenberg. Elle inclut donc des instants pour lesquels le facteur 3 est attendu. Mais la proportion de la fenêtre d'intégration pour laquelle le facteur 3 existe reste faible. Il faut ajouter que notre expérience est sensible aux conversions de mode aux interfaces qui, *stricto sensu*, ne peuvent pas être négligées. Or, l'interféromètre optique n'est lui sensible qu'au mode de flexion, ce qui, pour partie, brise la réciprocité de l'expérience et contribue aussi à abaisser la hauteur du pic.

### Cas d'une source dipolaire

Lorsqu'une source omnidirectionnelle est employée, la répartition spatiale de la surintensité prend la forme d'un cône centré sur la source. Pour la première fois, nous avons étudié cet effet dans une cavité réverbérante chaotique avec une source plus complexe : une source dipolaire consistant en un transducteur transverse. Dans ce cas, la répartition spatiale de la surintensité autour de la source dipolaire présente deux bosses, ce qui produit un "bicône" (Fig. 3.14). Afin d'expliquer nos résultats expérimentaux, J. de Rosny a repris la théorie développée pour le cas de la source monopolaire en modélisant la source dipolaire comme deux sources monopolaires vibrant en opposition de phase. Puis, il a généralisé la théorie de l'effet de rétrodiffusion cohérente dans les cavités réverbérantes aux sources multipolaires. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication dans Physical Review E [dRTF00]. Les conséquences de cette étude sont importantes pour la sismologie. Après

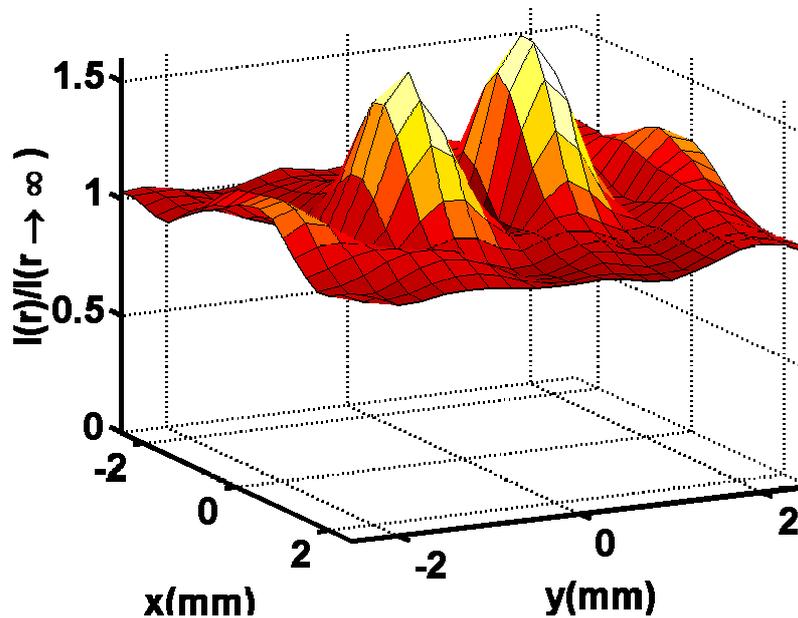


FIGURE 3.14 – *Effet de rétrodiffusion cohérente dans une cavité chaotique pour une source dipolaire. La surintensité prend la forme d'un bicône.*

la présentation de ces résultats à une réunion du GDR PRIMA en 2000, B. Van Tiggelen, en collaboration avec le LGIT, a développé une théorie originale afin de décrire l'effet de rétrodiffusion cohérente pour des sources d'ondes sismiques, par nature multipolaires.

### 3.3.5 L'effet de rétrodiffusion cohérente comme méthode de caractérisation de milieux réels

Certains milieux réels présentent de la diffusion multiple lorsqu'ils sont testés à des fréquences ultrasonores de quelques MHz. C'est le cas de certains aciers austénitiques utilisés dans les tuyauteries primaires des Réacteurs à Eau Pressurisée, de milieux granulaires ou encore de mousses métalliques. Dans le cas d'un milieu modèle constitué d'obstacles identiques, nous avons montré comment, en combinant des mesures réalisées en transmission et en rétrodiffusion, il est possible de remonter aux paramètres de transport introduits dans les préliminaires [TFD00]. Par la suite, nous avons cherché à tester ces méthodes, et au premier chef celle fondée sur l'enregistrement de l'effet de rétrodiffusion cohérente, sur des milieux réels. En particulier, dans le cadre d'une collaboration avec le Professeur John Page de l'Université du Manitoba, nous avons testé des échantillons de mousses métalliques (Fig. 3.15) . Un exemple de résultat est présenté sur la figure 3.16.

De nombreux problèmes sont encore à résoudre avant de pouvoir utiliser

### 3.3. L'EFFET DE RÉTRODIFFUSION COHÉRENTE

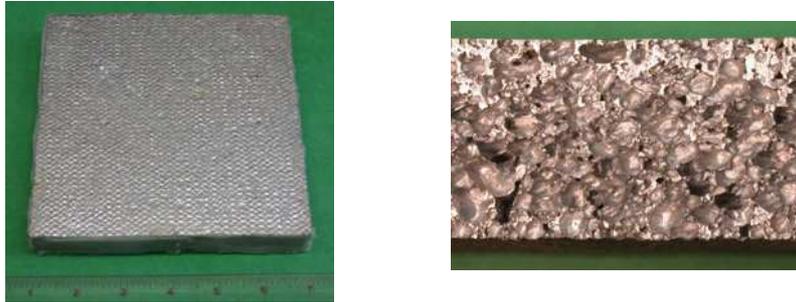


FIGURE 3.15 – *Echantillon de mousse métallique. Gauche : vue de dessus. Droite : vue de côté. Certains pores ont une taille millimétrique qui favorise la diffusion des ultrasons à des fréquences de l'ordre du MHz.*

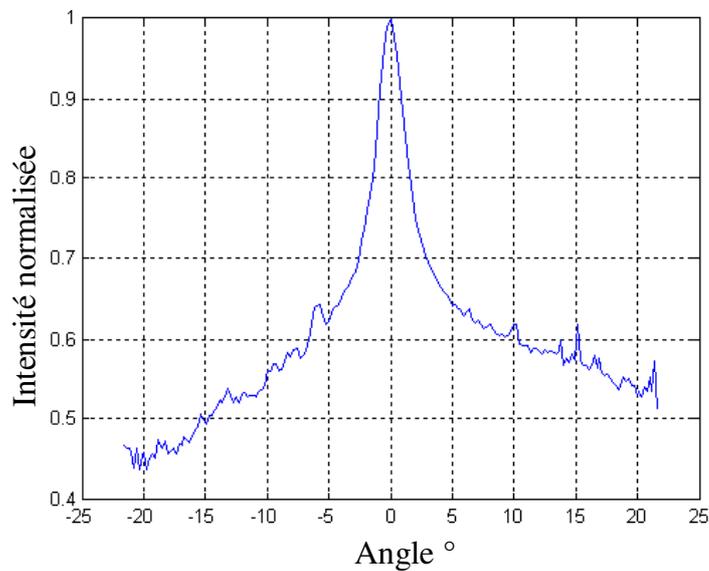


FIGURE 3.16 – *Effet de rétrodiffusion cohérente enregistré sur un échantillon de mousse métallique. La surintensité est inférieure à deux et la ligne de base est mal définie, ce qui rend difficile une mesure propre du libre parcours moyen.*

cet effet pour mesurer les paramètres de transport d'un milieu réel. Leur étude fait d'ailleurs l'objet de la thèse de Victor Mamou, thèse à l'encadrement de laquelle je participe. Les premiers travaux de Victor ont en effet permis de mettre en évidence un certain nombre de difficultés. Tout d'abord, la formule analytique dont nous disposons pour ajuster nos données expérimentales n'inclut pas la contribution de la diffusion simple. Or, cette dernière participe au fond continu mais pas au pic. Par conséquent, la surintensité observée expérimentalement est plus faible que celle prédite par la théorie. En outre, la contribution de la diffusion simple n'est en général pas isotrope. La forme expérimentale du cône s'écarte donc du profil théorique. Dans la pratique, le poids de la diffusion simple n'est jamais négligeable. Une solution un peu arbitraire peut consister à définir une fenêtre d'enregistrement du signal rétrodiffusé qui exclut les premiers échos reçus. Cette solution, généralement adoptée dans le cas de nos forêts de tiges, s'avère efficace dans la mesure où elle permet effectivement d'obtenir une surintensité d'un facteur 2. Mais la frontière entre diffusion simple et diffusion double, triple etc... n'est pas nette ; si bien que décaler la fenêtre d'enregistrement conduit finalement à construire un "mélange" de cône dynamique et de cône stationnaire.

En définitive, la meilleure solution consiste à n'exclure aucune contribution dans le signal rétrodiffusé et à tenir compte du poids de la diffusion simple dans l'ajustement des données expérimentales. Cette solution proposée par Wiersma [Wie95] au cours de sa thèse de doctorat est la suivante. L'intensité moyenne rétrodiffusée normalisée par l'intensité mesurée loin du point source s'écrit formellement :

$$\frac{L + C + S}{L + S} \quad (3.20)$$

où  $L$  représente la contribution des diagrammes en échelle ou contribution incohérente,  $C$  la contribution des diagrammes croisés ou contribution cohérente et  $S$  la contribution de la diffusion simple. L'idée est donc d'introduire un nouveau paramètre d'ajustement  $\epsilon = S/L$  qui mesure le poids de la diffusion simple par rapport à la contribution incohérente. Si la diffusion par les obstacles du milieu est isotrope  $l^* = l_s$  et si le milieu n'est pas dissipatif, l'ajustement théorique des données expérimentales fait donc intervenir deux paramètres, le libre parcours moyen et  $\epsilon$ . L'effet de rétrodiffusion cohérente permet donc d'obtenir le libre parcours moyen tout en fournissant une mesure du poids de la diffusion simple.

Dans la pratique, ces deux dernières conditions sont généralement loin d'être satisfaites. En premier lieu, l'absorption intrinsèque du milieu introduit un troisième paramètre pour l'ajustement théorique des données expérimentales, le libre parcours moyen d'absorption. En outre, stricto sensu, le calcul analytique de la forme du cône de rétrodiffusion cohérente fait intervenir le libre parcours moyen de transport, qui apparaît dans les conditions aux limites via la longueur d'extrapolation, et le libre parcours moyen élastique

qui intervient dans la fonction de Green moyenne. Si les obstacles du milieu ne diffusent pas de façon isotrope, ces deux libres parcours moyens ne sont pas égaux. Dans le cas général, l'ajustement théorique fait donc intervenir pas moins de quatre paramètres. Sur la base d'études antérieures en optique, il semble aujourd'hui admis que la largeur du cône est reliée au libre parcours moyen de transport plus qu'au libre parcours moyen élastique. Pourtant, en acoustique, pour les paramètres de nos expériences, Victor a montré que la largeur du cône peut être plus sensible au libre parcours moyen élastique qu'au libre parcours moyen de transport.

A cela s'ajoutent enfin deux autres problèmes. Tout d'abord, l'approximation de champ lointain réalisée pour simplifier le calcul analytique du cône n'est pas toujours vraiment satisfaite dans la pratique. Si bien qu'une variation de la distance barrette-échantillon peut conduire à des mesures différentes du libre parcours moyen ! De plus, le calcul ne fait pas intervenir la directivité des transducteurs de la barrette échographique.

Nous travaillons actuellement sur l'ensemble de ces points. D'ores et déjà, nous pouvons avancer la conclusion suivante : l'effet de rétrodiffusion cohérente stationnaire ne fournit probablement pas en acoustique une méthode de mesure fiable du libre parcours moyen de transport. En revanche, le cône dynamique fournit une bonne estimation de la constante de diffusion si tant est que l'on puisse raisonnablement supposer que la densité d'énergie dans le milieu obéit à l'équation de la diffusion. En effet, dans l'exploitation du cône dynamique, se pose le problème de la définition de l'origine des temps. On considère généralement que l'entrée dans le régime diffusif se produit au temps  $t = l^*/c$  où  $c$  est la célérité. Cependant, cette limite est évidemment arbitraire. La solution que nous adoptons consiste donc à supposer valide l'approximation de la diffusion et à ajuster l'origine des temps pour que l'évolution de la largeur du cône en  $1/\sqrt{Dt}$  soit vérifiée. La régression fournit alors la valeur de la constante de diffusion. Si l'on assimile la vitesse de transport à la vitesse de groupe du milieu effectif, ce qui n'est raisonnable que lorsque les diffuseurs sont exempts de résonances, on peut finalement en déduire le libre parcours moyen de transport.

La poursuite de ces travaux et l'adaptation de nos mesures à des échantillons réels fait partie intégrante de mon projet de recherches.

Tous les travaux qui viennent d'être présentés reposent sur la propriété de *réciprocité spatiale*. Dans l'hypothèse où le milieu de propagation est également non dissipatif, *l'invariance par renversement du temps* est alors également vérifiée. En acoustique, Mathias Fink fut le premier à montrer que cette symétrie peut être exploitée pour focaliser dans un milieu, même très hétérogène, une onde sur un "point brillant" [Fin97]. Pour ce qui me concerne, je me suis particulièrement intéressé à étudier la robustesse de cette technique de focalisation dans des milieux dont l'une au moins des caractéristiques varie au cours du temps. Dans la prochaine partie, nous discutons plus spé-

### 3.4. SENSIBILITÉ D'UNE EXPÉRIENCE DE RETOURNEMENT TEMPOREL À UNE MODIFICATION DU MILIEU DE PROPAGATION

---

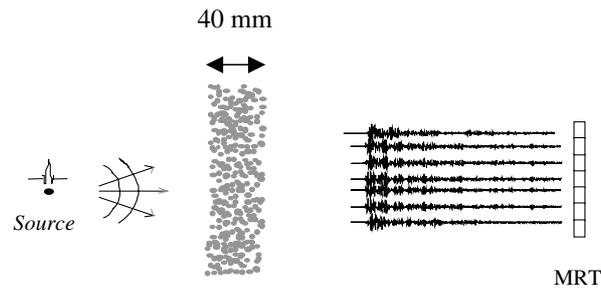
cifiquement de l'effet d'une variation de température.

### 3.4 Sensibilité d'une expérience de retournement temporel à une modification du milieu de propagation

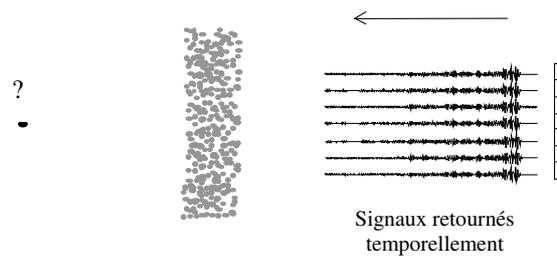
Ces dernières années, le laboratoire Ondes et Acoustique a mis au point des techniques de focalisation fondées sur l'invariance par renversement du temps de l'équation d'onde : une impulsion ultrasonore brève émise d'un point source se propage dans un milieu inconnu ; une partie de cette onde est enregistrée par un ensemble de capteurs, numérisée, retournée temporellement, et renvoyée dans le milieu de propagation. L'onde revit alors les étapes antérieures de sa vie et reconverge sur sa source en y reformant une impulsion brève. Ce procédé de focalisation fonctionne même en présence de diffusion multiple d'ordre très élevé [DRF95, DTF01]. Dans ce régime, le retournement temporel s'avère même un outil de focalisation particulièrement robuste. En effet, une petite modification du milieu de propagation liée par exemple au déplacement d'un diffuseur [SS98], voire à la soustraction de plusieurs d'entre eux [TDF01], ne détruit pas toute trace de la focalisation. En acoustique-sous marine, les expériences de W. Kuperman et al. [KHS98] réalisées en eau peu profonde (de 100 à 200 m), sur des distances allant de 5 à 10 km, ont confirmé la grande robustesse de la focalisation par retournement temporel. Sur un plan plus théorique, les expériences numériques de retournement temporel sont souvent utilisées pour comparer la sensibilité d'un phénomène relevant de la mécanique classique à son équivalent ondulatoire ou quantique [BZ96].

Pour ma part, avec Arnaud Derode, j'ai étudié l'effet d'une modification de la température sur la focalisation obtenue par retournement temporel à travers un milieu présentant de la diffusion multiple d'ordre très élevé. A cette fin, nous avons utilisé un échantillon prototype du même type que celui utilisé pour l'expérience de rétrodiffusion cohérente discutée au paragraphe 3.3.1. Il est constitué de tiges en acier inox, de diamètre 0.8 mm, aléatoirement réparties avec une densité d'environ 19 tiges/cm<sup>2</sup> et immergées dans l'eau (Fig. 3.2). Son épaisseur vaut  $L = 40mm$ . Le montage expérimental est représenté sur la figure 3.17. Un transducteur piézoélectrique émet une impulsion brève (deux cycles de sinusoides à 3.2 MHz) qui se propage dans le milieu désordonné. Les signaux transmis sont enregistrés sur les 128 éléments d'un réseau de transducteurs piézoélectriques, numérisés, stockés dans des mémoires numériques, retournés temporellement et réémis dans le milieu de propagation. Le signal diffusé et la compression temporelle sur la source sont représentés sur la figure 3.18. Cette première expérience est réalisée à une température de 29.5°C. Ensuite, les mêmes signaux sont retransmis dans le milieu tandis que l'eau est lentement refroidie. La compression temporelle se

### 3.4. SENSIBILITÉ D'UNE EXPÉRIENCE DE RETOURNEMENT TEMPOREL À UNE MODIFICATION DU MILIEU DE PROPAGATION



#### 1. Etape d'apprentissage



#### 2. Etape de focalisation

FIGURE 3.17 – *Retournement temporel à travers un milieu désordonné. Etape d'apprentissage : la source émet une impulsion brève de fréquence centrale 3.2MHz. Les signaux multiples diffusés sont enregistrés sur les 128 éléments d'une barrette échographique utilisée comme Miroir à Retournement Temporel (MRT). Etape de focalisation : les signaux enregistrés sont retournés temporellement et réémis dans le milieu dont la température a évolué. L'onde ainsi récréée vient reconverger sur la source. La qualité de la focalisation est étudiée en fonction de l'ampleur de la modification de température.*

### 3.4. SENSIBILITÉ D'UNE EXPÉRIENCE DE RETOURNEMENT TEMPOREL À UNE MODIFICATION DU MILIEU DE PROPAGATION

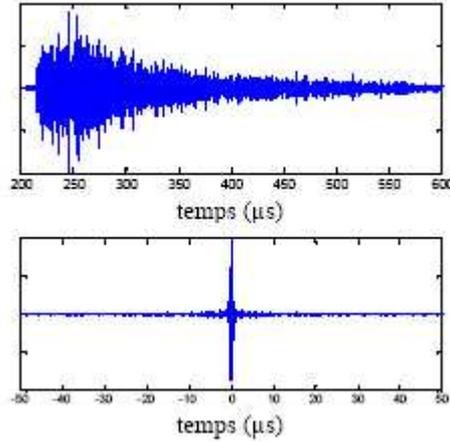


FIGURE 3.18 – Exemple de signal enregistré sur l'un des éléments de la barrette échographique au cours de la phase d'apprentissage (dessus) et signal recréé sur la source après propagation de l'onde retournée temporellement (dessous).

décale et son amplitude décroît progressivement comme on peut le constater sur les figures 3.19 et 3.20.

Ces deux résultats s'expliquent très bien en modélisant la réponse impulsionnelle de propagation comme une succession de répliques de l'impulsion incidente, à des temps d'arrivée aléatoires et indépendants, modulée par une enveloppe  $A(t)$  qui dépend du libre parcours moyen de transport et de la constante de diffusion ; on appelle parfois le carré de cette enveloppe "courbe de distribution des temps de vol". A la température de référence, la réponse impulsionnelle est ainsi donnée par :

$$h(t) = \sum_i A(t)\delta(t - t_i) \quad (3.21)$$

Cette réponse impulsionnelle est retournée temporellement pour produire  $h(-t)$ . Après une modification de température  $\Delta T$ ,  $h(-t)$  est renvoyée dans le milieu dont la réponse impulsionnelle s'écrit maintenant :

$$h^{\Delta T}(t) = \sum_i A'(t)\delta(t - t'_i) \quad (3.22)$$

avec  $A' \approx A$  car le décalage temporel des temps d'arrivée lié à une modification de température est très petit par rapport à  $0.1L^2/D$ , temps d'évolution caractéristique de  $A(t)$  ( $D$  est la constante de diffusion qui vaut environ  $3\text{mm}^2/\mu\text{s}$  pour notre échantillon).

En vertu du principe de réciprocité, le signal recréé sur la source par retournement temporel s'écrit alors comme le produit de convolution  $h(-t) \otimes$

### 3.4. SENSIBILITÉ D'UNE EXPÉRIENCE DE RETOURNEMENT TEMPOREL À UNE MODIFICATION DU MILIEU DE PROPAGATION

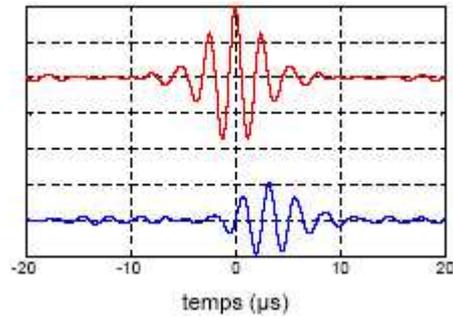


FIGURE 3.19 – Signal enregistré sur la source à  $29.5^{\circ}\text{C}$  (dessus) et  $28.5^{\circ}\text{C}$  (dessous) après propagation de l'onde retournée temporellement. Lorsque la température varie, la compression temporelle se décale et son amplitude diminue.

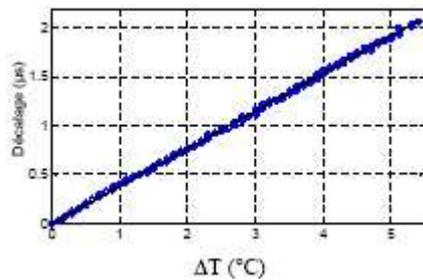


FIGURE 3.20 – Décalage temporel de l'impulsion recréée sur la source en fonction de la variation de température. Expérience (cercles), prédiction théorique (trait continu).

### 3.4. SENSIBILITÉ D'UNE EXPÉRIENCE DE RETOURNEMENT TEMPOREL À UNE MODIFICATION DU MILIEU DE PROPAGATION

$h^{\Delta T}(t)$ . Autrement dit, il donne un estimateur de la corrélation temporelle de signaux enregistrés respectivement avant et après la modification de température. En première approximation, la variation de température affecte linéairement la vitesse  $c(T)$  de sorte que la famille des temps d'arrivée subit une simple dilatation :

$$t'_i = t_i \left( 1 - \frac{\partial c}{\partial T} \frac{\Delta T}{c_0} \right) \quad (3.23)$$

Ici,  $c_0$  représente la vitesse à la température mesurée au début de l'expérience (soit  $29.5^\circ C$ ).

#### Décalage de la compression temporelle

Dès lors, si l'on désigne par  $t_1$  la position du début de la fenêtre de retournement temporel, l'on s'attend à ce que le décalage temporel subi par le pic recréé sur la source varie comme  $t_1 \frac{\partial c}{\partial T} \frac{\Delta T}{c_0}$ , i.e. linéairement en fonction du changement de température. C'est bien ce résultat que l'on retrouve sur la figure 3.20.

#### Décroissance de l'amplitude de la compression temporelle

Quant à l'amplitude du pic, elle décroît en proportion de l'énergie contenue dans la partie du signal diffusé et retourné temporellement qui, compte tenu du déphasage subi lors de la propagation retour, ne participe plus à la compression temporelle observée sur la source. En première approximation, si on définit  $t_{max}$  comme le temps au-delà duquel la différence entre les décalages  $t'_{max} - t_{max}$  et  $t'_1 - t_1$  devient plus grande qu'un quart de période, i.e.  $t_{max} = t_1 + \frac{\lambda/4}{\Delta T \frac{\partial c}{\partial T}}$ , on s'attend à ce que l'amplitude du pic varie comme  $\int_{t_1}^{t_{max}} A^2(t) dt$ . En dépit de la simplicité de cette approche, les prédictions et les observations expérimentales sont en bon accord (Fig. 3.21).

En revanche, le modèle échoue à décrire des expériences de "retournement temporel dynamique" lorsque la variation de température est trop importante. Une expérience dynamique consiste à sélectionner dans le signal diffusé une petite fenêtre (dont la taille est de l'ordre de la durée de l'impulsion émise) que l'on retourne temporellement et que l'on réémet. Dans le cadre du modèle précédent, la décroissance de l'amplitude due à la modification de température ne dépend que de la *largeur* de la fenêtre et non de sa position, ce qui par parenthèse semble contredire l'idée intuitive que la sensibilité à une perturbation, ici de température, s'accroît en fonction de l'ordre de diffusion. Cependant, la figure 3.22 montre que tel n'est le cas que pour de faibles variations de température.

En effet, pour de fortes variations ( $\Delta T > 0.5^\circ C$ ), l'amplitude décroît en fonction de la position de la fenêtre. Ce désaccord peut tenir au fait que notre

### 3.4. SENSIBILITÉ D'UNE EXPÉRIENCE DE RETOURNEMENT TEMPOREL À UNE MODIFICATION DU MILIEU DE PROPAGATION

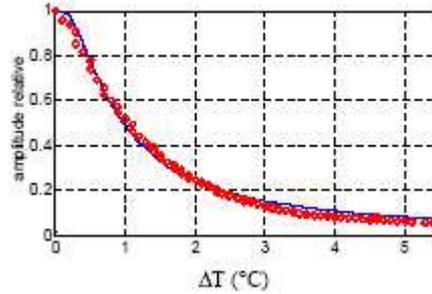


FIGURE 3.21 – *Décroissance de l'amplitude du pic en fonction de la variation de température. Expérience : cercles. Prédiction théorique utilisant le profil de  $A(t)$  mesuré expérimentalement : ligne continue.*

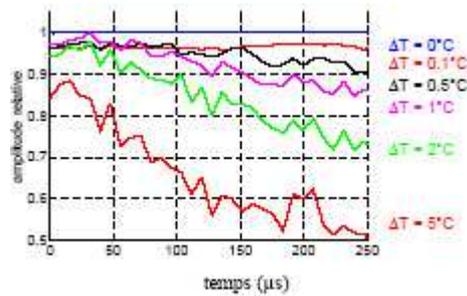


FIGURE 3.22 – *Décroissance de l'amplitude normalisée du pic recréé sur la source en fonction de la position de la fenêtre de retournement temporel pour différentes températures. Pour chaque fenêtre de retournement temporel, l'amplitude du pic est normalisée par l'amplitude mesurée en l'absence de modification de température. On s'affranchit ainsi de la décroissance naturelle de l'amplitude du signal diffusé en fonction du temps. C'est ce qui explique l'existence d'un plateau pour  $\Delta T = 0$ . Pour des variations importantes de température  $\Delta T > 0.5^\circ$ , l'amplitude du pic est d'autant plus affectée que la fenêtre de retournement temporel utilisée correspond à des temps, et donc à des ordres de diffusion, élevés.*

modèle ne prend en compte que les "déphasages géométriques". Mais en toute rigueur, il faut tenir compte de l'effet de la température sur le déphasage entre l'onde incidente et l'onde diffusée par chaque obstacle. Ce terme n'est négligeable que si le diffuseur est purement rigide. Dans le cas contraire, deux chemins de même longueur peuvent être déphasés différemment du fait d'une variation de température. Des résultats similaires ont été obtenus par R. Weaver [LW03] dans le cas de cavités solides. Dans cette situation, l'existence de deux vitesses (longitudinale et transverse) explique l'écart entre les prédictions d'un modèle analogue au nôtre et les résultats expérimentaux.

En résumé, mesurer le décalage de la compression temporelle permet de déterminer la variation de température avec une précision qui, dans une expérience dynamique, varie comme l'ordre de diffusion. Elle peut donc être excellente dans le cas d'un milieu présentant de la diffusion multiple d'ordre élevé. Compte tenu de la fréquence d'échantillonnage de nos signaux ( $20\text{MHz}$  au maximum) et du temps d'arrivée des derniers signaux diffusés, la précision de ce "thermomètre à retournement temporel" peut être évaluée à  $0.02^\circ\text{C}$ . En première approximation, la variation de l'amplitude de la compression temporelle n'est quant à elle liée qu'à la différence des temps d'arrivée, à l'endroit de la focalisation, des signaux diffusés qui ont été retournés temporellement et réémis. Par conséquent, on s'attend à ce qu'elle ne dépende pas de la position de la fenêtre de retournement temporel, et donc de l'ordre de diffusion mis en jeu, mais seulement de sa largeur. C'est effectivement ce que l'on observe pour de faibles variations de température ( $< 0.5^\circ\text{C}$ ).

Compte tenu de la grande robustesse du retournement temporel comme méthode de focalisation, les voies d'applications potentielles sont multiples, y compris dans des milieux susceptibles d'évoluer au cours du temps. Le tout est de s'assurer que l'expérience complète (émission, propagation, réception, retournement temporel, réémission et repropagation) peut être réalisée en un temps qui n'excède par le temps de cohérence typique du milieu de propagation. Ces dernières années, nous nous sommes particulièrement intéressés à une application de la technique aux télécommunications.

### 3.5 Retournement temporel et télécommunications

En téléphonie mobile, l'un des enjeux majeurs réside dans la mise au point de nouvelles techniques pour qu'un relais puisse transmettre simultanément à différents téléphones portables le plus haut débit d'information possible. Compte tenu de la multitude des obstacles rencontrés au cours de la propagation dans les milieux concernés (parois des immeubles, voitures, meubles...), les ondes porteuses sont susceptibles d'être réfléchies plusieurs fois entre l'émetteur et le récepteur, ce qui produit des répliques du message à transmettre et par là même augmente le taux d'erreur de la transmission

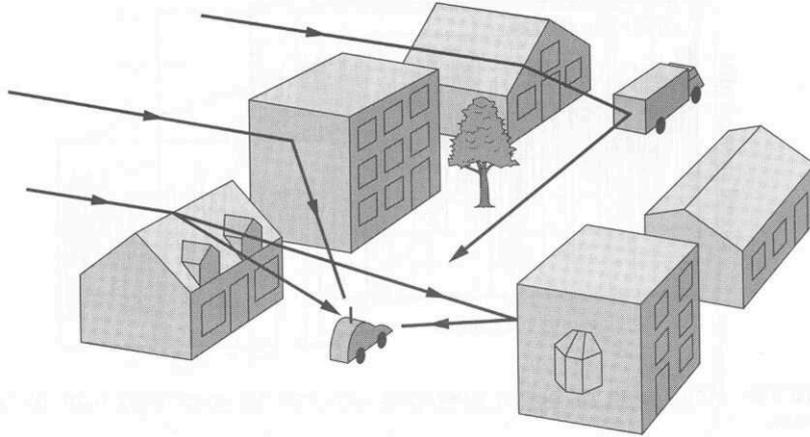


FIGURE 3.23 – La diffusion des ondes électromagnétiques en milieu urbain produit sur le mobile (ici dans le véhicule) des répliques du message à transmettre. D'après [Ber00].

(Fig. 3.23) et oblige donc à réduire le débit d'information (ajout de codes correcteurs d'erreurs).

Ce phénomène de diffusion multiple entre l'émetteur et le récepteur devient important dès lors que la distance qui les sépare excède le libre parcours moyen, paramètre introduit dans la partie 3.2. Pour une fréquence de 2 GHz, il est estimé à une dizaine de mètres en milieu urbain et à quelques mètres à l'intérieur d'un bâtiment [MBB<sup>+</sup>00]. Pourtant, la présence de chemins multiples peut au contraire contribuer à augmenter le débit d'information entre un réseau d'antennes émettrices et un ensemble de récepteurs en créant entre eux de nouveaux "canaux" de communication [FG98]. Sur un plan théorique, la nécessité de déterminer le nombre de canaux disponibles pour transmettre des informations indépendantes dans un milieu désordonné ouvre un nouveau champ d'investigation à la physique mésoscopique. Cette dernière s'intéresse en effet aux corrélations spatiales, temporelles et fréquentielles des champs diffusés qui déterminent le nombre de degrés de liberté de l'onde dans le milieu de propagation. En physique du solide, ce nombre est donné, à une fréquence, par la *conductance*, autrement appelé *nombre de Thouless* [BF94]. Sur un plan plus pratique, il reste à trouver la méthode qui permette d'exploiter ces nouveaux canaux de communication.

### 3.5.1 Validations à petite échelle

Dans cette optique, nous proposons une solution originale fondée sur la technique du retournement temporel [DTdR<sup>+</sup>03]. Comme nous l'avons ex-

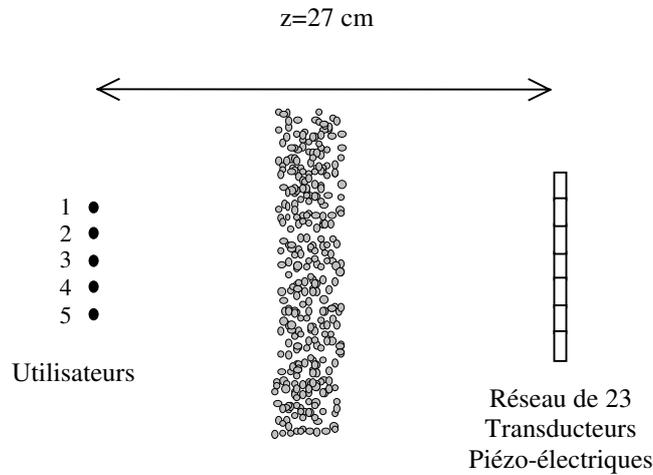


FIGURE 3.24 – Montage expérimental permettant de communiquer des messages différents à cinq utilisateurs distants de quatre longueurs d'onde en utilisant en mode "retournement temporel" un réseau de 23 antennes.

pliqué dans la partie précédente, cette technique permet de communiquer une information cohérente (une impulsion) localisée dans le temps et dans l'espace, même à travers un milieu complexe qui "brouille" la propagation des ondes; afin de communiquer un véritable message, il s'agit d'apprendre à transmettre une information plus riche qu'une simple impulsion, soit par exemple une succession d'impulsions positives ou négatives représentant des bits d'information. C'est ce que nous avons réalisé dans une expérience modèle visant à illustrer comment le désordre peut être mis à profit pour augmenter le débit d'information transmis en utilisant la technique du retournement temporel.

L'expérience est menée dans une cuve remplie d'eau qui constitue notre milieu homogène de référence. L'antenne émettrice est un réseau de 23 transducteurs piézo-électriques dont la fréquence centrale vaut 3.2 MHz avec une bande passante de l'ordre de 50% à -6dB (Fig. 3.24). L'idée est d'utiliser cette antenne en mode "retournement temporel" pour envoyer simultanément cinq séquences différentes de 2000 bits d'information à cinq utilisateurs proches, en l'occurrence distants de 4 longueurs d'onde (longueur d'onde  $\approx 0.5mm$ ).

Afin d'étudier l'effet du désordre sur la transmission, une forêt d'obstacles cylindriques en acier, tous identiques et dont le diamètre vaut 0.8mm, est immergée dans la cuve. Cet échantillon est du même type que ceux utilisés dans certaines des expériences discutées dans les paragraphes précédents. La transmission s'effectue en deux temps. Dans une première étape, dite "phase d'apprentissage", chaque utilisateur émet successivement une impulsion ultrasonore brève ( $3/2$  périodes à 3.2 MHz) à travers le milieu. Chacun des

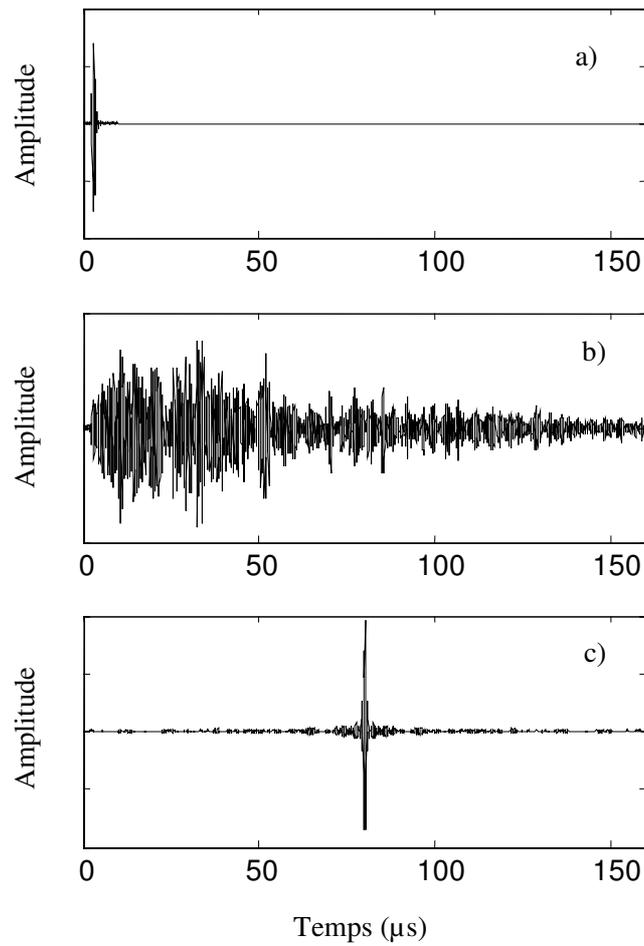


FIGURE 3.25 – Signal transmis par l'un des utilisateurs vers l'un des émetteurs au cours de la phase d'apprentissage du retournement temporel dans l'eau (a), à travers la forêt de tiges (b). Impulsion reçue par l'un des utilisateurs après propagation de l'onde retournée temporellement (c). Cette impulsion représente un bit d'information.

transducteurs de l'antenne à retournement temporel reçoit alors un signal qui constitue la réponse impulsionnelle du milieu en ce point. Dans l'eau, ladite réponse est un signal bref. A travers la forêt d'obstacles, elle est considérablement allongée dans le temps (Fig. 3.25.a et 3.25.b) car elle résulte de la superposition des contributions des multiples chemins empruntés par l'onde. Cinq collections de 23 signaux sont ainsi enregistrées puis retournées temporellement. Si l'une des collections est réémise dans le milieu, l'onde ainsi recréée revit son passé pour venir reconverger vers sa source en une impulsion positive brève. On choisit d'adopter cette impulsion positive comme symbole pour représenter le " 1 " (Fig. 3.25.c).

Si l'on souhaite transmettre un " 0 ", il suffit de réémettre l'opposé des signaux précédents. Finalement, pour transmettre simultanément à chaque utilisateur un message binaire plus complexe, il suffit de convoluer chaque collection de signaux par la séquence d'impulsions positives et négatives composant le message destiné à l'utilisateur correspondant et de faire réémettre à l'antenne la somme des cinq nouvelles collections de signaux ainsi définies. Lorsque cette expérience est réalisée dans l'eau, le taux d'erreurs est énorme ( $\approx 20\%$ ). A travers la forêt, il tend vers 0. La raison en est la suivante. Dans l'eau, la qualité de la focalisation spatiale autour d'un utilisateur est conditionnée par l'ouverture angulaire de l'antenne à retournement temporel. Dans notre expérience, celle-ci n'est pas suffisante pour éviter le recouvrement des taches focales créées autour de chaque utilisateur (Fig. 3.26.b).

Dans le cas du milieu désordonné, lorsque l'onde retournée temporellement est réémise, la forêt se comporte vis-à-vis des utilisateurs comme une source secondaire d'ouverture plus grande que celle de l'antenne proprement dite. Par conséquent, la focalisation est plus précise, ce qui évite les interférences entre les messages envoyés à chacun des utilisateurs (Fig. 3.26.a). Afin de corriger les erreurs réalisées dans le cas de la transmission dans l'eau, il faudrait ajouter au message des codes correcteurs d'erreur qui diminueraient d'autant le débit d'information. Autrement dit, l'antenne à retournement temporel profite du désordre pour améliorer le débit d'information par rapport à une situation où le milieu de propagation est homogène. Cette amélioration dépend en définitive du nombre de messages indépendants qu'il est possible de créer dans la zone où se situent les utilisateurs. Ce nombre d'utilisateurs indépendants dépend d'une part du nombre de "canaux spatiaux" indépendants sur lesquels on peut transmettre l'information; celui-ci pouvant être évalué à chaque fréquence comme le nombre de valeurs propres significatives de l'opérateur décrivant une opération de retournement temporel entre le réseau émetteur et les utilisateurs (Fig. 3.30, paragraphe 3.5.4) [DTdR<sup>+</sup>03]. D'autre part, il dépend du rapport entre la bande passante du MRT et la bande de cohérence intrinsèque au milieu [DTdR<sup>+</sup>03], c'est-à-dire la plage de fréquences sur laquelle les signaux diffusés restent corrélés. Ce rapport définit un nombre de "canaux fréquentiels". Comprendre les rôles respectifs du nombre de "canaux spatiaux" et de "canaux fréquentiels" de-

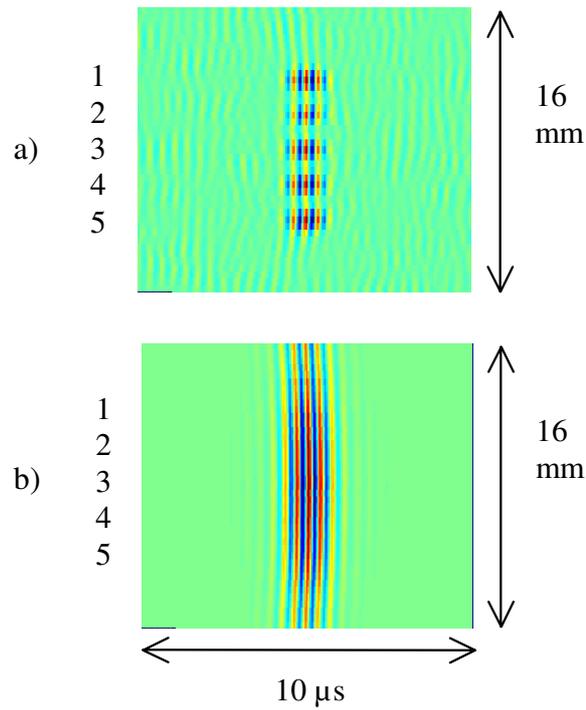


FIGURE 3.26 – Transmission d'un bit à cinq utilisateurs séparés de quatre longueurs d'onde à travers la forêt d'obstacles (a) et dans l'eau (b). Dans le premier cas, les bits se distinguent bien les uns des autres. Dans le second cas, les bits voisins se recouvrent, ce qui augmente la probabilité d'erreur dans la transmission.

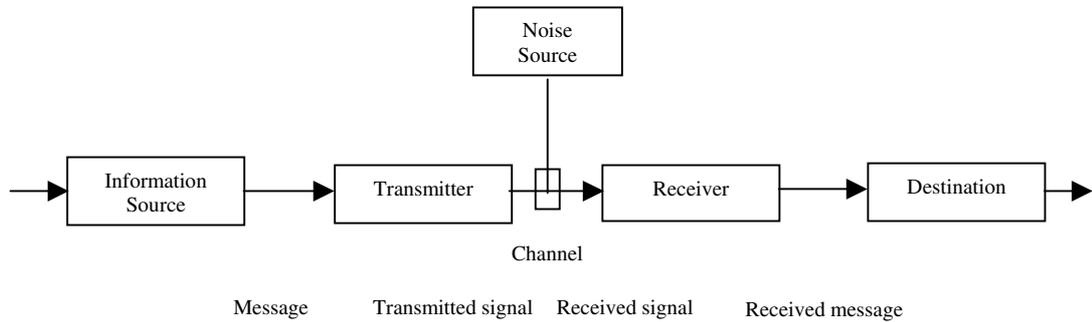


FIGURE 3.27 – Schéma d'un canal de communication. D'après [Sha48].

meure un point à éclaircir. En particulier, les deux sont-ils interchangeables ? Plus précisément, dans le cas où une seule antenne à RT est utilisée, les fréquences décorrélées peuvent-elles pallier l'absence de canaux spatiaux ? Nous proposons dans la suite un début de réponse. Pour cela, il convient dans un premier temps d'opérer un bref rappel afin de préciser la notion de capacité en théorie de l'information.

### 3.5.2 Capacité d'un canal de communication

En 1948, C. Shannon a proposé un modèle mathématique des systèmes de communication [Sha48]. Pour beaucoup, cette date marque le début de la théorie de l'information. En fait, il s'agit plutôt d'une deuxième naissance car dès 1928 R. V. Hartley avait donné une première définition de l'Information et montré que sa mesure repose sur l'évaluation du nombre d'états discernables d'un système. Parallèlement, H. Nyquist avait mis en évidence le lien entre la bande passante et la vitesse d'émission des signaux télégraphiques et la notion d'interférences entre symboles successifs. Quoi qu'il en soit, tout le mérite de Shannon fut d'avoir défini la limite théorique des performances d'un système de communication. Pour cela, il s'est appuyé sur le schéma présenté sur la figure 3.27 qui définit la notion de canal de communication.

Dans le cas d'un système de communication numérique, le canal de transmission à temps discret associe une variable aléatoire  $Y$  à valeurs discrètes à une variable aléatoire  $X$ , elle-même à valeurs discrètes, suivant une loi conditionnelle  $P_{Y|X}(y|x)$ . La quantité d'information  $I(x)$  apportée par la réalisation  $x$  de la variable aléatoire  $X$  est liée à sa rareté, c'est-à-dire à l'inverse de sa probabilité a priori  $P_X(x)$ . En outre, l'information est une grandeur additive. Par conséquent, elle est une expression logarithmique de la probabilité a priori de la source, i.e.

$$I(x) = -\text{Log}_2(P_X(x)) \quad (3.24)$$

L'information moyenne est alors donnée par :

$$H(x) = E \{-\text{Log}_2(P_X(x))\} = -\sum_x P_X(x) \text{Log}_2 P_X(x) \quad (3.25)$$

Cette formule est celle définissant l'entropie en thermodynamique statistique. L'information mutuelle moyenne est définie par la différence entre l'entropie de la variable d'entrée  $X$  et l'entropie conditionnelle de l'entrée  $X$  par rapport à la variable de sortie  $Y$ .

$$I(X, Y) = H(X) - H(X|Y) \quad (3.26)$$

En particulier, si  $Y$  et  $X$  sont indépendantes, l'information mutuelle est nulle. Si  $X = Y$ ,  $I(X, Y) = H(X)$ , l'observation de  $Y$  donne toute l'information sur  $X$ .

Finalement, la capacité d'un canal à temps discret est définie comme le maximum de l'information mutuelle sur toutes les lois possibles de son entrée. Elle s'exprime en bits par utilisation du canal.

$$C = \max_{P_X(x)} I(X, Y) \quad (3.27)$$

Dans la pratique, afin de modéliser un canal de transmission réel, on suppose généralement que s'ajoute à l'entrée  $X$ , variable aléatoire discrète supposée blanche gaussienne, un bruit additif, lui aussi blanc gaussien,  $b$ . On peut alors montrer que

$$C = \frac{1}{2} \text{Log}_2 \left( 1 + \frac{\sigma_x^2}{\sigma_b^2} \right) \quad (3.28)$$

où le rapport entre la variance de la variable d'entrée  $\sigma_x^2$  et la variance du bruit  $\sigma_b^2$  définit le rapport signal sur bruit. Un signal à temps continu, de bande passante  $B$ , peut être représenté par un signal à temps discret qui résulte de sa numérisation à la fréquence d'échantillonnage  $f_e = 2B$ . La puissance du signal à temps continu s'écrit alors  $P_s = f_e \sigma_x^2 = 2B \sigma_x^2$  et de même la puissance du bruit  $P_b = f_e \sigma_b^2 = 2B \sigma_b^2$ . La capacité exprimée en bits/s est alors donnée par :

$$C = f_e \frac{1}{2} \text{Log}_2 \left( 1 + \sigma_x^2 / \sigma_b^2 \right) = B \text{Log}_2 \left( 1 + P_s / P_b \right) \quad (3.29)$$

Cette formule est l'expression du théorème de Shannon. Elle indique qu'une augmentation de 3 dB du rapport signal sur bruit permet de transmettre 1 bit supplémentaire par utilisation du canal.

### 3.5.3 Généralisation aux canaux MIMO (Multiple Input-Multiple Output)

La formule de Shannon a été généralisée dans le cas où la transmission de l'information s'effectue dans un milieu (supposé linéaire et invariant par translation) entre  $M_T$  émetteurs et  $N_R$  récepteurs [FG98]. Nous adoptons dans la suite les notations de Paulraj [PNG03a]. Pour un signal  $s_i(t)$  émis par l'antenne  $n^\circ i$ , le signal  $y_j(t)$  reçu sur l'antenne  $n^\circ j$  est donné par :

$$y_j(t) = \sqrt{\frac{E_s}{M_T}} H_{ij}(t) \otimes s_i(t) + n(t) \quad (3.30)$$

$H_{ij}(t)$  représente la réponse impulsionnelle entre  $i$  et  $j$  <sup>(1)</sup> et  $E_s$  est l'énergie moyenne totale transmise par symbole. Une hypothèse essentielle consiste à supposer la bande passante  $B$  suffisamment étroite pour que la fonction de transfert n'y varie pas significativement (ni en module, ni en phase); Paulraj prend  $B = 1Hz$  de sorte que  $E_s$  représente aussi la puissance moyenne totale transmise par symbole. Dans ces conditions, l'équation précédente se réécrit :

$$y_j(t) = \sqrt{\frac{E_s}{M_T}} H_{ij}(0) s_i(t) + n(t) \quad (3.31)$$

ou sous forme matricielle

$$y = \sqrt{\frac{E_s}{M_T}} H s + n \quad (3.32)$$

On peut alors montrer que la capacité exprimée en bits/s/Hz est donnée par :

$$C = \max_{Tr(R_{ss}=M_T)} \log_2 \det [I_{N_R} + \frac{E_s}{M_T N_0} H R_{ss} {}^t H^*] \quad (3.33)$$

$R_{ss} = E(s^t s^*)$  est la matrice de covariance du signal émis. La condition  $Tr(R_{ss}) = M_T$  assure que l'énergie totale transmise par symbole est indépendante du nombre d'antennes.  $N_0$  est la puissance moyenne du bruit reçu sur une antenne réceptrice.

Cette formule appelle deux remarques.

En premier lieu, elle repose sur l'hypothèse que la fonction de transfert du canal est plate en fréquences. Pour prévoir les performances d'un système

---

1. Il ne s'agit pas ici de la réponse à un Dirac temporel mais plutôt de l'enveloppe complexe de la réponse à une impulsion dont l'étendue en fréquences est limitée à la bande passante opérationnelle du système de communication (typiquement  $200kHz$  autour de  $2GHz$ )

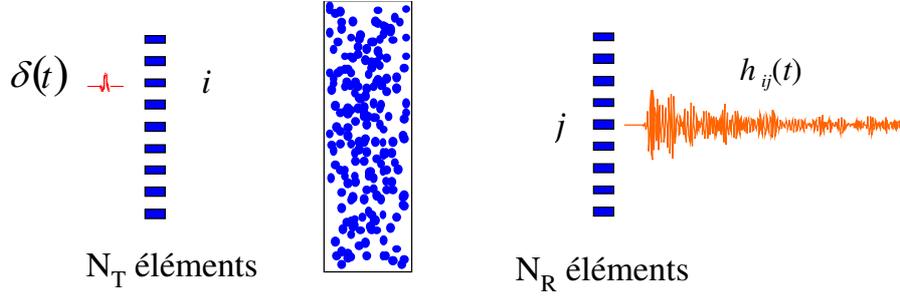


FIGURE 3.28 – Montage expérimental pour l'enregistrement de l'opérateur de propagation en transmission

de communication dont la bande passante  $B$  est large devant la bande de cohérence du milieu  $B_c$  (on parle alors d'un canal "sélectif en fréquences"), Paulraj explique qu'il faut sommer les capacités des  $B/B_c$  sous-canaux. C'est ainsi par exemple que l'on peut évaluer la capacité d'un canal dans lequel on transmet de l'information simultanément à différents utilisateurs en leur octroyant chacun une partie  $B'$  de la bande passante totale du système, avec  $B' < B_c$ ; c'est le principe de la technique de multiplexage FDMA (Frequency Division Multiple Access). Mais cette méthode de détermination de la capacité est-elle adaptée lorsque le signal destiné à un utilisateur est codé sur une bande passante qui excède la bande de cohérence comme c'est le cas dans notre expérience ? Dans une configuration MIMO-MU (Multiple Input/Multiple Output Multi-Users), nous avons en effet montré que le retournement temporel fait un usage cohérent de la totalité de la bande passante (avec  $B \gg B_c$ ) pour la transmission de chacun des messages à chacun des utilisateurs.

En second lieu, il est intéressant de constater que la valeur de la capacité dépend étroitement des propriétés de l'opérateur de retournement temporel (ORT)  ${}^t H^* H$ , qui décrit complètement une expérience de retournement temporel réalisée, à une fréquence, entre les deux réseaux d'antennes, comme nous l'expliquons dans le paragraphe suivant.

### 3.5.4 Opérateur de retournement temporel, capacité et diversité spatiale

Nous cherchons ici à décrire une expérience de retournement temporel à travers le milieu utilisé pour l'expérience de télécommunication précédemment décrite. Il est placé entre deux réseaux de transducteurs piézo-électriques (Fig. 3.28) qui comptent respectivement  $N_T$  et  $N_R$  éléments avec  $N_T > N_R$ . Le transducteur  $n^{\circ}i$  du premier réseau (à gauche sur la figure 3.28) émet une impulsion brève ( $1\mu s$  à  $3.2$  MHz) en direction du milieu. Le

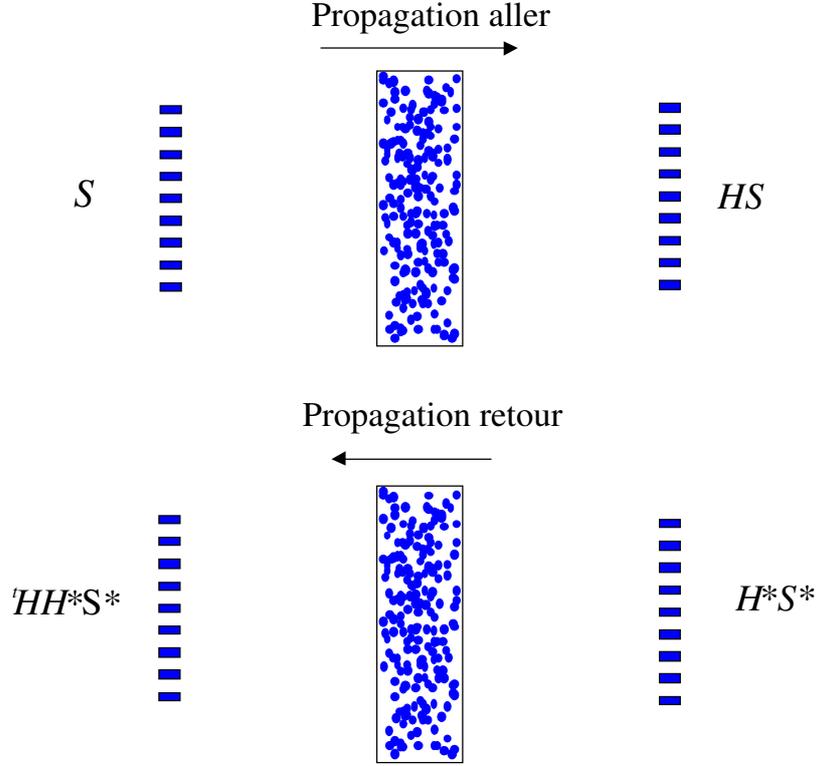


FIGURE 3.29 – Description matricielle d’une expérience de retournement temporel entre deux réseaux de transducteurs piézo-électriques à une fréquence.

transducteur  $n^\circ j$  reçoit alors la réponse impulsionnelle  $h_{ij}(t)$ . Si l’on fait successivement émettre chacun des transducteurs du premier réseau et recevoir chacun des transducteurs du second, on enregistre ainsi les  $N_T N_R$  réponses impulsionnelles inter-éléments. Leur connaissance permet de prévoir le signal  $y_j(t) = \sum_{i=1}^{N_T} s_i(t) \otimes h_{ij}(t)$  reçu sur l’élément  $j$  du second réseau lorsque chaque élément  $i$  du premier réseau a émis la forme temporelle  $s_i(t)$ . Une transformée de Fourier temporelle de chacune de ces réponses impulsionnelles permet finalement de définir la matrice de propagation  $H_{ij}(f)$  pour chaque fréquence  $f$  dans la bande passante de nos transducteurs. Cette matrice relie un vecteur d’émission  $S(f)$  au vecteur  $Y(f)$  reçu sur le second réseau d’antennes par la relation  $Y = HS$  (Fig. 3.29).

A une fréquence, le retournement temporel revient à conjuguer la phase. C’est donc  $Y^* = H^*S^*$  qui est renvoyé dans le milieu. Le premier réseau reçoit alors le signal  ${}^tHH^*S^*$  (Fig. 3.29). Une nouvelle conjugaison de la phase de ce signal donne finalement  ${}^tH^*HS$ . La matrice  ${}^tH^*H = H^\dagger H$  définit l’opérateur de retournement temporel.

### 3.5. RETOURNEMENT TEMPOREL ET TÉLÉCOMMUNICATIONS

---

A ce stade, une décomposition en valeurs singulières de la matrice  $H$  est éclairante. Il s'agit d'écrire  $H = U\Sigma V^\dagger$  où  $U$  et  $V$  sont des matrices unitaires et  $\Sigma$  est une matrice diagonale dont les éléments sont appelés "valeurs singulières". L'ORT s'écrit alors  $V^\dagger \Sigma^2 V$ , c'est-à-dire que les valeurs propres de l'ORT correspondent au carré des valeurs singulières de la matrice de propagation.

Revenons à la formule donnant la capacité. Dans le cas où le canal de communication est inconnu de l'émetteur, le plus naturel est de répartir uniformément la puissance émise sur les antennes émettrices et de faire émettre à ces dernières des signaux décorrélés. La matrice de covariance se réduit alors à l'identité si bien que la capacité se réécrit :

$$C = \log_2 \det \left[ I_{N_R} + \frac{E_s}{N_T N_0} H^t H^* \right] \quad (3.34)$$

et si l'on utilise la décomposition en valeurs singulières de l'opérateur de propagation :

$$C = \sum_{i=1}^{N_R} \log_2 \left( 1 + \frac{E_s}{N_T N_0} \lambda_i^2 \right) \quad (3.35)$$

Si  $N_T = N_R$ , dans le cas limite où la matrice  $\Sigma$  se réduit à l'identité, la capacité varie linéairement avec le nombre d'antennes émettrices lorsque celui-ci tend vers l'infini. En définitive, le nombre de valeurs propres de l'opérateur de retournement temporel définit donc le nombre de canaux indépendants sur lesquels on peut transmettre l'information. Pour aboutir à ce résultat, on a supposé que le réseau émetteur ne connaissait pas les canaux de communication. L'utilisation de ces canaux ne pourra être optimale que s'ils sont connus du réseau émetteur. Dans ce cas, l'expression de la capacité est légèrement différente.

$$C = \sum_{i=1}^{N_R} \log_2 \left( 1 + \frac{E_s}{N_T N_0} \gamma_i \lambda_i^2 \right) \quad (3.36)$$

Le facteur  $\gamma_i = E(|s_i^2|)$  qui vérifie  $\sum_{i=1}^{N_R} \gamma_i = N_T$  reflète l'énergie transmise sur le  $i$ ème canal. Il permet par exemple de donner plus de poids aux canaux relatifs aux valeurs propres les plus faibles.

Nous avons représenté sur la figure 3.30 l'évolution du nombre de valeurs propres de l'ORT en fonction de la fréquence, dans l'eau d'une part, et à travers notre forêt de tiges métalliques d'autre part. Dans le domaine des télécommunications, ce nombre définit l'ordre de "diversité spatiale de l'antenne

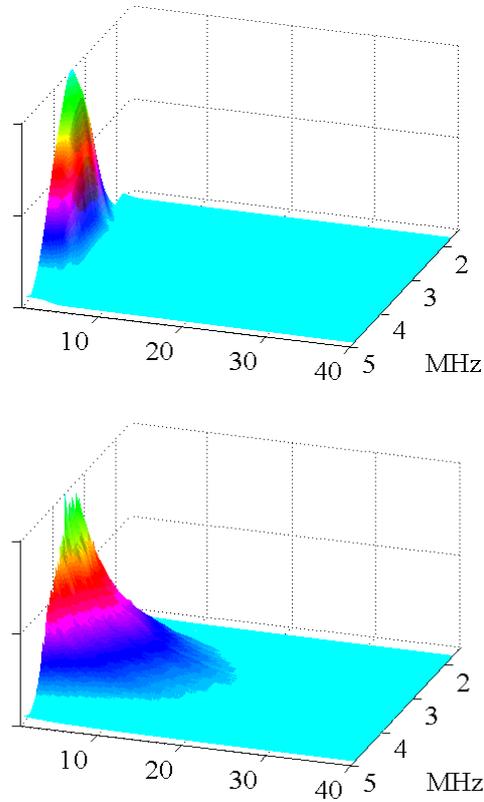


FIGURE 3.30 – Valeurs propres de l'opérateur de retournement temporel dans l'eau (dessus) et à travers la forêt de tiges (dessous). A la fréquence centrale de 3.2 MHz, il y a 34 valeurs propres significatives dans le cas de la forêt, 6 dans le cas de l'eau si on définit arbitrairement le seuil à -32 dB. C'est dire que le milieu désordonné offre plus de "canaux" de communication.

réceptrice" [PNG03b]. Depuis quelques années, des techniques cherchant à exploiter la diversité spatiale sont apparues. C'est le cas de l'algorithme BLAST, développé par les Bell Labs, qui exploite la diversité spatiale en transmission [WFGV98]. Dans ce cas, on ne cherche plus à communiquer des informations indépendantes simultanément à différents utilisateurs mais plutôt à multiplexer le message à transmettre sur les différentes antennes émettrices pour augmenter le débit d'information vers un utilisateur unique ; ce dernier étant doté, pour décoder le message, d'un nombre d'antennes supérieur ou égal au nombre d'antennes émettrices.

### 3.5.5 Diversité fréquentielle

L'algorithme BLAST qui exploite la diversité spatiale s'apparente à une technique de filtre inverse à une fréquence. D'autres méthodes exploitent la dimension temporelle ou fréquentielle des signaux que l'on cherche à transmettre : on parle alors respectivement de diversité temporelle et de diversité fréquentielle [PNG03b]. Certaines techniques offrent déjà une combinaison de deux d'entre elles. Dans l'expérience que nous avons discutée au paragraphe 3.5.1, nous exploitons de façon concomitante diversité spatiale et diversité fréquentielle.

Pour comprendre l'utilisation que nous faisons de la diversité fréquentielle, considérons le cas d'une antenne unique qui apprend à focaliser spatialement un signal quasi-monochromatique sur un utilisateur unique (Fig. 3.31.b). Pour cela, ledit utilisateur émet dans une première étape une impulsion quasi-monochromatique. Compte tenu de la linéarité de la propagation, l'antenne à RT reçoit une onde monochromatique déphasée. Celle-ci est conjuguée en phase et renvoyée dans le milieu sous la forme d'une onde sphérique divergente. Elle n'a donc aucune raison de venir focaliser spatialement sur l'utilisateur. Toutefois, si la bande passante est supérieure à  $\delta f$ , fréquence de corrélation du milieu<sup>2</sup> alors des composantes spectrales du champ diffusé séparées de plus de  $\delta f$  sont décorrélées et il y a donc environ  $\Delta f / \delta f$  grains d'information fréquentiels [DTF01]. Si l'on retourne temporellement toutes ses composantes, c'est-à-dire si on les conjugue en phase de façon cohérente sur toute la bande, elles s'additionnent de façon cohérente sur l'utilisateur à l'instant de refocalisation parce que toutes les phases y sont remises à zéro. Par conséquent, l'amplitude du pic de refocalisation croît comme  $\Delta f / \delta f$ . En dehors de cette position ou pour des temps différents de l'instant de refocalisation, les différentes fréquences s'additionnent de façon incohérente créant "des lobes secondaires" (spatiaux et temporels) dont le niveau varie comme  $\sqrt{\Delta f / \delta f}$ . Finalement, le rapport entre l'amplitude du pic et le niveau de lobes secondaires varie comme  $\sqrt{\Delta f / \delta f}$ . Pour la forêt de tiges utilisée dans notre expérience de télécommunication, nous trouvons  $\delta f \approx 10kHz$ ; la bande passante à  $-6dB$  est  $1.5MHz$ . On dispose donc de  $g = 150$  grains d'information, ce qui permet d'améliorer le rapport entre le pic et les lobes de  $20dB$ . Finalement, la "diversité fréquentielle" du milieu concourt donc à améliorer la focalisation spatiale.

A ce stade, deux remarques s'imposent. En premier lieu, le retournement temporel exploite la "diversité fréquentielle" qui trouve son origine dans le fait que le milieu décorrèle naturellement les différentes composantes spectrales du champ diffusé. Dans le langage des télécommunications, on dirait que le canal est "sélectif en fréquences". Dans le domaine des communica-

2. Celle-ci est définie comme la largeur caractéristique de la fonction  $\int \langle \phi(f') \phi(f + f')^* \rangle df'$  où  $\phi(f)$ , représente le champ diffusé à la fréquence  $f$ . Dans le contexte des télécommunications, on l'appelle "bande de cohérence".

tions, l'exploitation de la diversité fréquentielle nécessite de déterminer le codage approprié des signaux à émettre. La seconde remarque est plus profonde : dans l'expérience présentée, nous profitons de la diversité fréquentielle du milieu pour améliorer le rapport signal sur bruit de la tache focale et de la compression temporelle lorsqu'on utilise une antenne émettrice unique. Ainsi, l'antenne émettrice, utilisée en mode RT, est capable de transmettre simultanément un bit d'information à plusieurs utilisateurs. Mais on ne prouve pas là pour autant que cette antenne est capable de communiquer un message complet, c'est-à-dire une série "infinie" de bits à un utilisateur donné et *a fortiori* à plusieurs simultanément. Prenons le cas d'un utilisateur unique. Les lobes temporels autour de chaque bit viennent "polluer" les bits voisins reçus. Le rapport signal à bruit autour d'un bit varie donc comme  $\sqrt{\Delta f / N \delta f}$  où  $N$  désigne le nombre de bits dont les lobes temporels viennent "polluer" un bit donné. Ce nombre est de l'ordre de  $\Delta f \tau$  où  $\tau$  est le temps caractéristique de décroissance des lobes temporels autour de chaque bit. Dans le cas d'un milieu multiplement diffuseur, ce temps est relié au nombre de Thouless  $\tau_{th} = L^2 / D$  où  $L$  est l'épaisseur du milieu et  $D$  la constante de diffusion. Le rapport signal sur bruit varie donc comme  $\sqrt{1 / \tau_{th} \delta f}$ . C'est-à-dire qu'il est de l'ordre de 1 ! Si la bande passante aide à focaliser spatialement l'information, elle ne peut, à elle seule, pallier l'absence de diversité spatiale.

Cette expérience modèle menée dans le domaine ultrasonore met donc en lumière deux avantages du retournement temporel comme technique de communication. D'une part, le retournement temporel compense les réverbérations du milieu. D'autre part, il tire profit du désordre pour augmenter le débit d'information transmis par un réseau d'antennes simultanément à différents utilisateurs. L'application de la méthode à la téléphonie mobile ou aux réseaux locaux sans fil se heurte au fait qu'aucune expérience de retournement temporel pour des ondes électromagnétiques à des fréquences autour du GHz n'a été jusqu'ici rapportée. A cela deux raisons au moins : d'une part, la difficulté technique et le coût inhérents à une numérisation de signaux radiofréquences allongés du fait de la diffusion multiple ; d'autre part, la faiblesse des bandes passantes utilisables relativement à celles que l'on manipule dans le domaine ultrasonore. Toutefois, comme nous l'expliquons dans le prochain paragraphe, nous avons développé un premier prototype de miroir à retournement temporel pour les radiofréquences, ce qui devrait ouvrir la voie à d'intéressantes applications [LdRT<sup>+</sup>04].

### 3.5.6 Retournement temporel en électromagnétisme

Parallèlement aux expériences à petite échelle, nous avons, dans le cadre de la thèse de G. Lerosey, conçu et réalisé un premier prototype de miroir à retournement temporel pour les ondes électromagnétiques autour de 2.45 GHz. Ce travail a donné lieu au dépôt d'un brevet (cf. paragraphe 1.3). Compte tenu de la difficulté de numériser à un coût raisonnable des signaux

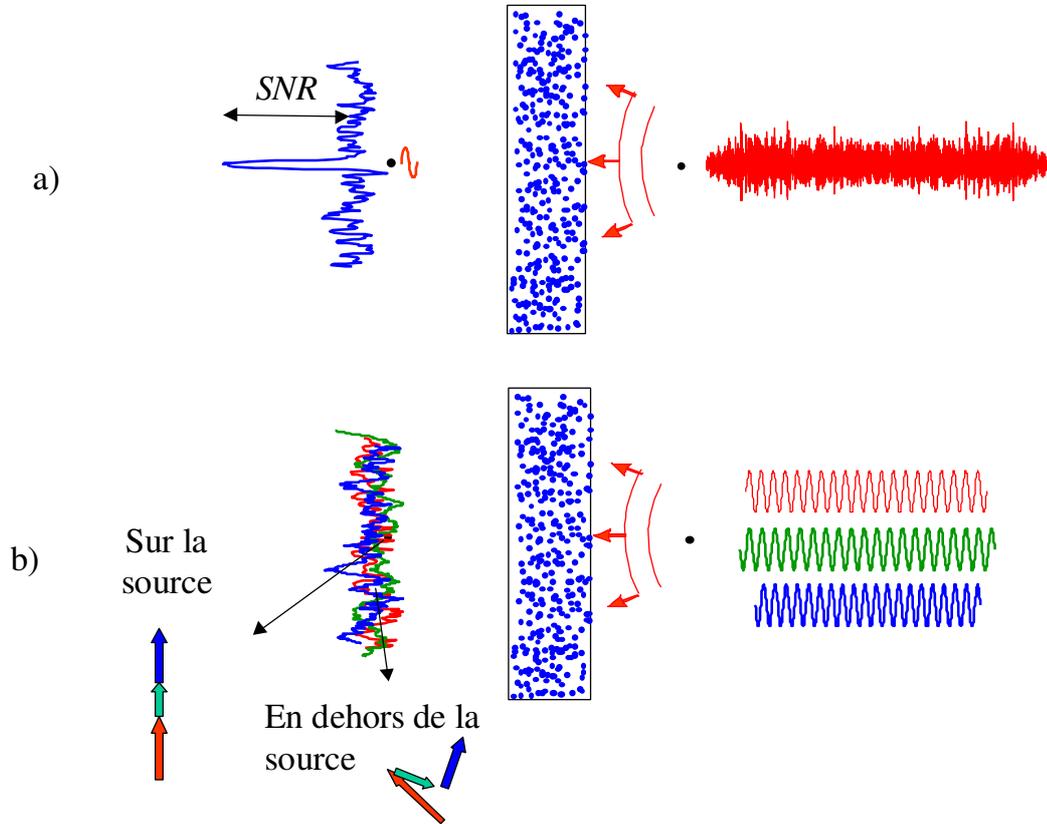


FIGURE 3.31 – Différence entre une expérience de RT large bande : a) et une expérience de conjugaison de phase : b), dans le cas où une seule antenne est utilisée pour réaliser l'opération de RT. Dans le cas b), l'unique point où est effectuée l'opération de conjugaison de phase (i.e. de RT à une fréquence) réémet dans le milieu une onde sphérique (par exemple la rouge) qui n'a aucune raison de focaliser spatialement. On obtient dans le plan de la source une figure de speckle. Mais si on élargit la bande, les fréquences décorréélées qu'elle contient, symbolisées par les trois sinusoides de couleur rouge, verte et bleue, donnent sur le point source, et à l'instant de refocalisation, des contributions en phase alors qu'en dehors du point source, ou pour des instants différents de l'instant de refocalisation, la somme de leurs amplitudes est incohérente. Le rapport signal à bruit est donc gouverné par le nombre de fréquences décorréélées dans la bande passante de l'antenne à RT.

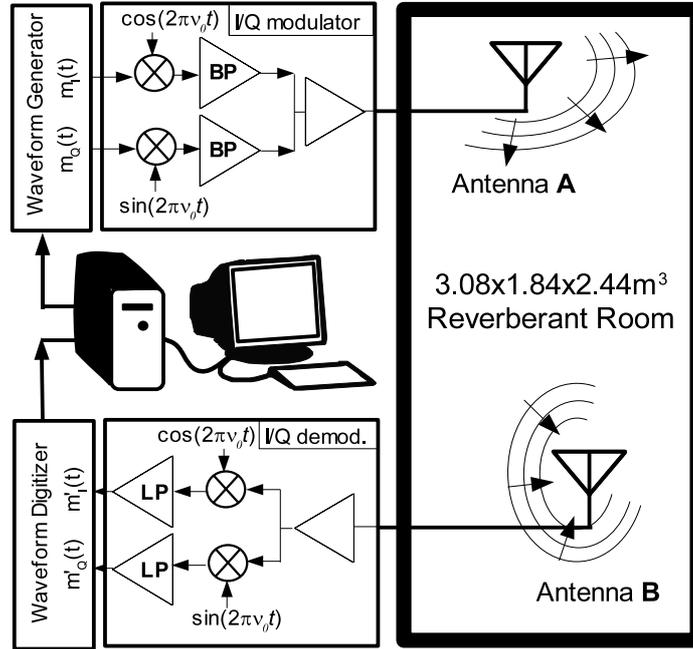


FIGURE 3.32 – Montage expérimental pour le retournement temporel d'ondes électromagnétiques modulées autour de 2.45 GHz.

à cette fréquence, nous avons utilisé une astuce afin de pouvoir utiliser des fréquences d'échantillonnage bien inférieures à 2.45 GHz. Le montage expérimental est présenté sur la figure 3.32.

L'idée est de manipuler des signaux du type  $e(t) = m(t)\cos(2\pi f_0 t + \phi(t))$  où  $f_0 = 2.45\text{GHz}$  est la fréquence porteuse et où  $m(t)$  et  $\phi(t)$  représentent respectivement la modulation d'amplitude et la modulation de phase qui définissent le "signal en bande de base". Le spectre de celui-ci s'étale entre 0 et  $10\text{MHz}$  au maximum. Le signal à émettre est codé sur deux entrées, l'une en phase,  $m_I(t)$ , et l'autre en quadrature,  $m_Q(t)$ . Dans une première étape, ces deux signaux sont modulés sur des porteuses respectivement en cosinus et sinus, sommés pour créer le signal  $e(t) = m_I(t)\cos(2\pi f_0 t) + m_Q(t)\sin(2\pi f_0 t)$  et finalement transmis par une antenne "quart d'onde" (notée **A** sur la figure 3.32) dans une cavité très réverbérante de dimensions  $3.08 \times 1.84 \times 2.44\text{m}^3$ . Cette cavité nous a été prêtée par le laboratoire "Signaux et Systèmes" de Supélec. Au cours de la propagation, le signal  $s(t) = m'_I(t)\cos(2\pi f_0 t) + m'_Q(t)\sin(2\pi f_0 t)$  est enregistré par la seconde antenne (notée **B** sur la figure 3.32) et démodulé. Nous voyons sur la figure 3.33 que le signal dure  $8\mu\text{s}$ , c'est-à-dire 8 fois plus longtemps que le signal émis, ce qui correspond à environ 6000 réverbérations. Pour créer le signal retourné temporellement  $s(-t) = m'_I(-t)\cos(2\pi f_0 t) - m'_Q(-t)\sin(2\pi f_0 t)$ , il faut retourner temporel-

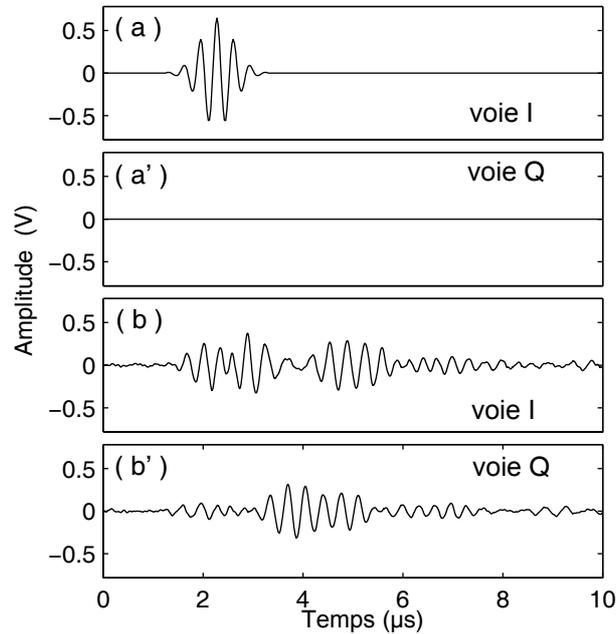


FIGURE 3.33 – Représentations en bande de base du signal émis par l'antenne **A** : (a) et (a') et du signal reçu sur l'antenne **B** : (b) et (b')

lement les signaux en bande de base et conjuguer la phase de la porteuse. Le signal ainsi créé est réémis par l'antenne **B**. Le signal reçu sur l'antenne **A** est alors démodulé et observé à l'oscilloscope. On retrouve un signal bref entouré d'un bruit résiduel, signe des imperfections de l'expérience (Fig. 3.34). En effet, nous n'utilisons qu'une seule antenne. Pour réaliser une expérience parfaite, il eût fallu disposer d'une cavité tapissée d'antennes entourant la source et le milieu de propagation. Mais l'expérience acquise dans le domaine ultrasonore nous apprend que travailler dans un milieu réverbérant permet de limiter l'ouverture du MRT si l'on utilise des signaux large bande. Plus quantitativement, nous avons justifié dans la partie 3.5.5 que le rapport signal sur bruit de la compression temporelle est donné par  $\sqrt{\Delta f / \delta f}$  où  $\Delta f$  représente la bande passante et  $\delta f$  la largeur caractéristique de la fonction d'autocorrélation fréquentielle  $\int \langle \phi(f') \phi(f + f')^* \rangle df'$  du champ réverbéré. Compte tenu des dimensions de la cavité, le temps de Heisenberg, c'est-à-dire l'inverse de la distance moyenne entre modes, est de l'ordre de  $80 \mu s$ . Mais le temps d'absorption caractéristique est d'environ  $3.6 \mu s$ . Cela signifie que les modes ne sont pas résolus et que la longueur de corrélation fréquentielle est fixée par le temps  $t_a$  d'absorption.  $\delta f = 1/t_a \approx 270 kHz$  conduit à un rapport signal sur bruit théorique de l'ordre de 3 conforme à nos résultats expérimentaux. Nous avons également vérifié que l'onde retournée temporellement est spatialement focalisée en comparant l'amplitude du signal reçu

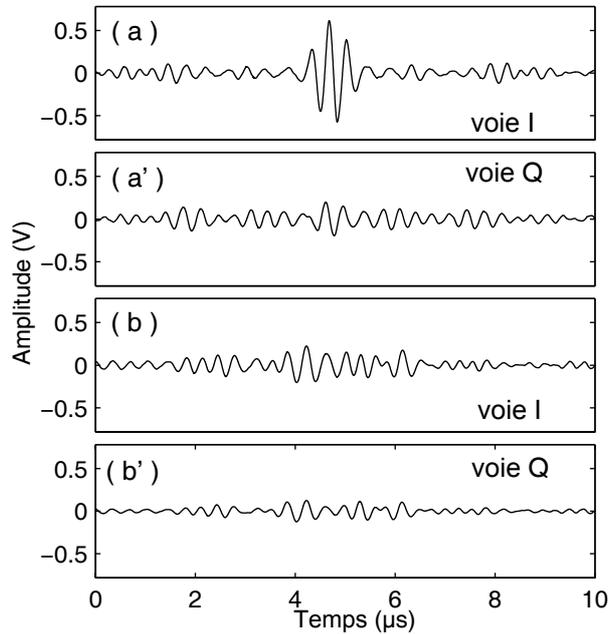


FIGURE 3.34 – Représentations en bande de base, après propagation de l'onde retournée temporellement, du signal reçu sur l'antenne **A** : (a) et (a') et du signal reçu à dix longueurs d'onde de l'antenne **A** : (b) et (b').

sur l'antenne **A** à celle reçue loin de l'antenne (Fig. 3.34. (b) et (b')).

A ce stade, l'opération de retournement temporel est réalisée avec une antenne unique, ce qui, dans le cas où le milieu de propagation est réverbérant, est suffisant pour assurer la focalisation spatiale de l'onde. Dans le cas contraire, l'ouverture du MRT doit être accrue. C'est pourquoi nous poursuivons le développement du prototype pour construire un véritable miroir à retournement temporel constitué de plusieurs antennes.

Le retournement temporel peut donc s'avérer une solution prometteuse pour la communication en milieu réverbérant. Cela étant, dans la pratique, l'invariance par renversement du temps des milieux dans lesquels on souhaite transmettre de l'information est rarement vérifiée car la dissipation n'y est jamais complètement négligeable. Une autre source de pertes d'information réside dans l'utilisation d'un MRT d'ouverture limitée. Le retournement temporel n'est alors pas la solution optimale : d'importants lobes secondaires apparaissent en effet autour du pic de refocalisation. Dans le contexte des communications MIMO-MU, ces lobes induisent des interférences dans les messages envoyés en parallèle à différents récepteurs proches. Afin de pallier ce problème, nous avons appliqué au contexte des télécommunications une technique développée au laboratoire par Gabriel Montaldo pour "nettoyer" les lobes, technique que nous détaillons brièvement dans le prochain

paragraphe.

### 3.5.7 Application du retournement temporel itératif aux télécommunications

Nous travaillons avec deux antennes multi-éléments qui jouent chacune le rôle de MRT (Fig. 3.35). Supposons que l'objectif soit de focaliser une impulsion brève sur un élément de l'antenne, ci-après dénommée "utilisateurs", avec un niveau de lobes le plus faible possible. Les étapes de la méthode sont les suivantes :

a) L'élément de l'antenne "Utilisateurs" sur lequel on souhaite apprendre à focaliser transmet une impulsion  $O(-t)$  qui correspond à l'objectif fixé. Après propagation, le signal  $e_1(t)$  est alors enregistré sur l'antenne ci-après dénommée "Base".

b) Le signal  $e_1(t)$  est retourné temporellement et réémis par la base vers les utilisateurs. Le signal refocalisé,  $r_1(t)$ , n'est pas exactement identique à  $O(t)$  parce que la diffraction et la dissipation ont introduit des lobes.

c) Nous calculons alors la différence  $d_1(t) = r_1(t) - O(t)$  entre le signal refocalisé et l'objectif initial. Cette différence, qui représente les lobes que l'on souhaite éliminer, est retournée temporellement et réémise par les utilisateurs vers la base qui reçoit un nouveau signal  $c_1(t)$ . Si nous envoyons  $c_1(t)$  vers les utilisateurs, nous reconstruisons une approximation des lobes  $d_1(t)$ .

d) Sur la base, on calcule la différence  $e_2(t) = e_1(t) - c_1(t)$ . Cette différence est retournée temporellement et renvoyée vers les utilisateurs. Le signal  $r_2(t)$  est alors le nouveau signal focalisé qui s'approche de notre objectif.

e) La procédure sus-décrite est finalement répétée jusqu'à atteindre l'objectif fixé.

Compte tenu de la simplicité des opérations mises en jeu (émission, réception, retournement temporel, soustraction), ce procédé itératif permet de corriger en temps réel les lobes secondaires produits par la dissipation et l'ouverture finie du MRT. Nous avons comparé cette méthode avec le RT "classique" dans la configuration expérimentale discutée précédemment, et ce pour différents types de modulation, mettant ainsi en évidence une diminution très sensible du taux d'erreur (Fig. 3.36).

Les milieux complexes étudiés jusqu'ici ont un trait commun : leur caractère désordonné. Lorsqu'on s'intéresse à de tels milieux, la question de la transition ordre/désordre vient tout naturellement. C'est d'ailleurs pour y répondre, dans le cas de métaux auxquels sont ajoutés des impuretés,

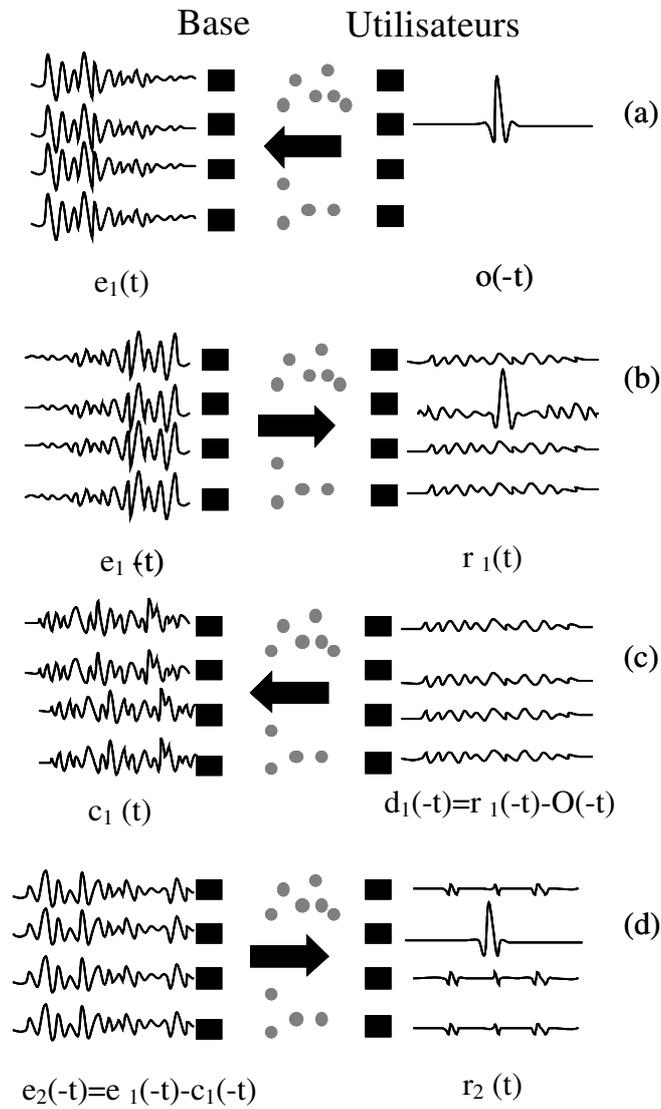


FIGURE 3.35 – Principe de la méthode du retournement temporel itératif mise au point par Gabriel Montaldo.

FIGURE 3.36 – Taux d'erreur en fonction du débit pour la technique du retournement temporel (RT) et la technique itérative (IT) pour trois types de modulation a) BPSK, b) 4-PSK, c) 8-PSK.

qu'Anderson a développé un modèle présenté dans un papier qui marque la naissance de la physique mésoscopique [And58]. Nous nous sommes donc aussi intéressés à des arrangements périodiques de diffuseurs élastiques : les cristaux phononiques.

### 3.6 Cristaux phononiques

Dans les cristaux, les électrons sont localisés dans des bandes d'énergie séparées par des domaines où l'on ne peut trouver aucune orbitale ondulatoire ; de telles régions sont appelées "bandes interdites" (en anglais : "band gap"). Celles-ci résultent de l'interaction des ondes associées aux électrons de conduction avec les ions répartis périodiquement aux noeuds du réseau cristallin. Sur le même principe, des matériaux photoniques à bandes interdites, encore appelés cristaux photoniques, sont étudiés depuis quelques années [YGL87, Joh87]. Il s'agit de réseaux diélectriques périodiques dont le pas est de l'ordre de la longueur d'onde de la lumière. Si le couplage entre la lumière et le matériau est suffisant, il peut alors exister des domaines de fréquence pour lesquels le matériau se comporte comme un réflecteur parfait, et ce quelle que soit la direction d'illumination. Plus récemment encore, l'intérêt s'est porté sur des cristaux phononiques susceptibles de bloquer la propagation acoustique à des fréquences audibles ou ultrasonores. C'est ainsi par exemple qu'une sculpture, érigée dans un jardin de Madrid, s'est avérée un bon cristal phononique dont la bande interdite se situe dans l'audible [SSS<sup>+</sup>95]. Ladite sculpture consiste en une distribution de cylindres creux sur un réseau carré. Le diamètre des cylindres vaut  $2.9\text{cm}$  et le pas du réseau est de  $10\text{cm}$ . Ce cristal présente une forte atténuation autour de  $1.67\text{kHz}$ .

Pour ce qui nous concerne, forts de l'expérience acquise dans le domaine de la propagation ultrasonore en régime de diffusion multiple, nous avons débuté l'étude de structures construites à partir de cristaux phononiques. En utilisant les outils expérimentaux déjà développés pour l'étude de milieux désordonnés, nous pouvons en effet aborder de façon originale les questions importantes du moment : comment évaluer l'écart à la périodicité du cristal,

quel est le comportement de la vitesse de groupe et de la vitesse de phase pour une onde dont la fréquence est dans la bande interdite, quels sont les paramètres optimaux permettant l'ouverture de la bande interdite la plus large possible (nature et taille des diffuseurs, nature de la matrice dans laquelle ils sont inclus) ?

D'un point de vue pratique, on trouve dans la littérature de nombreuses études, essentiellement numériques, concernant l'utilisation de tels cristaux phononiques pour construire des filtres acoustiques, des guides d'ondes voire des lentilles. Dans ce dernier cas, l'idée est d'utiliser le cristal à des fréquences permises pour lesquelles il se comporte comme un milieu effectif [Ca02].

Sur un plan plus académique, les cristaux phononiques permettent la réalisation à échelle millimétrique d'expériences originales. C'est ainsi que, dans le cadre de la thèse de François Van Der Biest, nous avons étudié la propagation ultrasonore à travers des cavités résonantes bidimensionnelles construites avec deux cristaux phononiques. Ces derniers sont faits de tiges en acier (diamètre :  $0.8\text{mm}$ ) réparties aux noeuds d'un réseau carré, avec une périodicité de  $1.5\text{ mm}$ , et immergées dans l'eau. En exploitant le module et la phase de la transformée de Fourier des signaux temporels transmis à travers un tel cristal, nous avons mis en évidence la présence de deux bandes interdites ("stop bands") dans la direction  $[1\ 0]$  autour de  $486\text{ kHz}$  (Fig. 3.37) et dans la direction  $[1\ 1]$  autour de  $700\text{ kHz}$ . Ces deux bandes ne se recouvrant pas, le cristal ne présente pas une bande interdite dite "complète" ("full band gap"). Un calcul du coefficient de transmission fondé sur la théorie de la diffusion multiple nous apprend qu'une concentration surfacique de  $30\%$ , eût été nécessaire pour l'ouverture d'un full band gap<sup>3</sup>. Pour notre échantillon, le rapport surfacique n'est que de  $20\%$  environ.

La structure résonante que nous nous sommes proposés d'étudier est l'analogue acoustique d'une double barrière de potentiel pour un électron (Fig. 3.38). Lorsqu'un électron d'énergie  $E$  et de nombre d'onde  $k$  arrive sur la première barrière de hauteur  $V_0$ , avec  $E < V_0$ , il ne peut la franchir que par effet tunnel. On peut montrer que le temps de groupe correspondant ne dépend alors que de la hauteur de la barrière et demeure constant en fonction de l'épaisseur traversée, ce qui conduit à des "vitesses supraluminiques". Il est bien connu que la causalité n'en est pas pour autant violée. En effet, la "vitesse de signal", déterminée par le temps nécessaire à un observateur placé derrière la barrière pour reconnaître le paquet d'ondes qui arrive sur lui, demeure en tout état de cause inférieure à la vitesse de la lumière dans le vide [Som07].

Le calcul quantique du coefficient de transmission complexe à travers la succession des deux barrières fait apparaître des fréquences de résonance pour lesquelles le coefficient de transmission peut atteindre 1 lorsque le coefficient

---

3. Résultat fourni par le Professeur Zhengyou Liu, Department of Physics, Wuhan University, Wuhan 430072, China

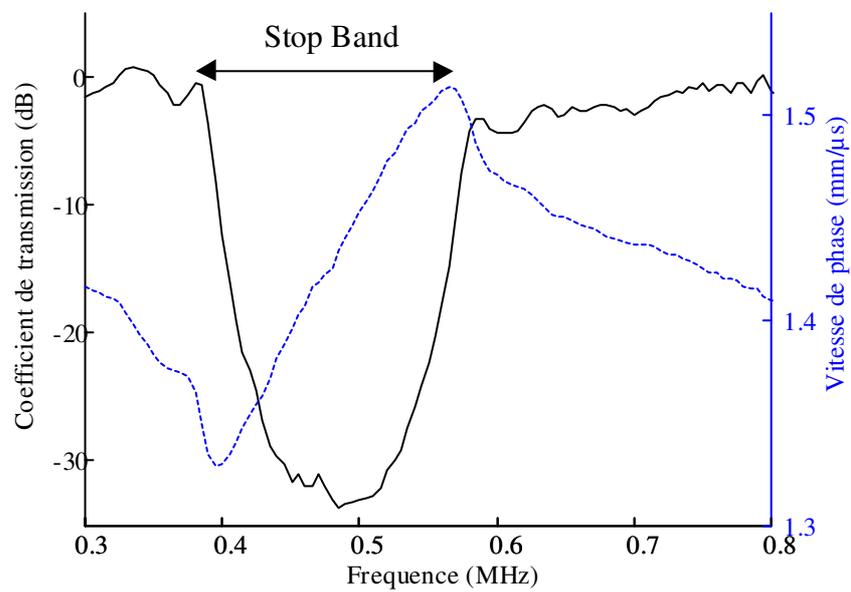


FIGURE 3.37 – Le cristal étudié est constitué de 5 rangées de tiges de diamètre 0.8mm, espacées de 1.5mm et plongées dans l'eau. Trait plein : coefficient de transmission. L'atténuation au centre de la bande est supérieure à 30 dB. Trait pointillé : vitesse de phase traduisant un phénomène de "dispersion anormale" dans la bande interdite.

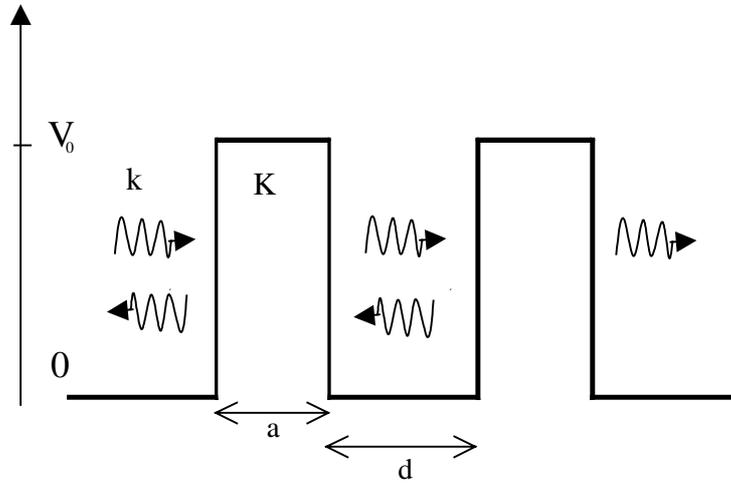


FIGURE 3.38 – *Effet tunnel résonant à travers une double barrière de potentiel.  $k$  est le nombre d'onde dans le milieu homogène de référence dans lequel sont placées les deux barrières.  $K$  est le coefficient d'atténuation de l'onde évanescente dans chacune des deux barrières.*

d'atténuation  $K$  dans chaque barrière est égal au nombre d'onde  $k$  dans le milieu intermédiaire. Pour ces fréquences, le temps de groupe est au contraire considérablement allongé et varie même exponentiellement en fonction de l'épaisseur de chacune des deux barrières. Ce résultat demeure-t-il vrai pour des ondes acoustiques ?

Afin de répondre à cette question, nous avons utilisé comme source ultrasonore un transducteur plan de diamètre  $40\text{mm}$  et de fréquence centrale  $500\text{kHz}$  et comme récepteur un transducteur omnidirectionnel de même fréquence centrale placé en champ lointain (Fig. 3.39). L'échantillon étudié est fait de deux cristaux de trois rangées de tiges séparés par une distance de  $10.5\text{mm}$ . Nous présentons sur la figure 3.40 d'une part le signal transmis dans l'eau, d'autre part le signal transmis à travers la double barrière. Sur ce deuxième signal, on devine les contributions liées aux réflexions successives dans la cavité.

Une transformée de Fourier du signal temporel donne accès à l'évolution de l'amplitude transmise en fonction de la fréquence (Fig. 3.41). Celle-ci fait apparaître des résonances de type "Fabry-Pérot". Comme on peut le constater, le coefficient de transmission n'est pas unitaire aux résonances, résultat lié aux différentes pertes subies par l'onde au cours de sa propagation (dissipation intrinsèque dans l'eau et dans l'acier, diffraction dans la troisième direction hors de l'ouverture du récepteur, troncature de la fenêtre d'enregistrement indispensable pour éviter d'y inclure les échos d'aller-retour entre le transducteur source et le milieu). En première approximation, le rôle joué par

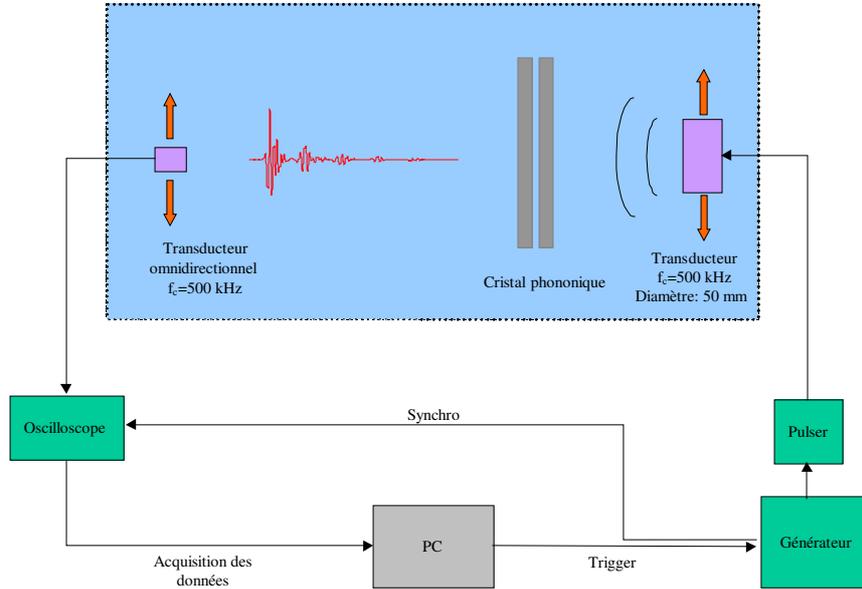


FIGURE 3.39 – Montage expérimental pour l'enregistrement de l'effet tunnel résonant ultrasonore.

ces pertes peut être analysé en utilisant un modèle monodimensionnel de la structure résonante dans lequel chacun des deux cristaux est représenté par une alternance de couches d'eau et d'acier. Les différentes pertes sont prises en compte en considérant que le nombre d'onde dans les couches d'eau des cristaux possède une partie imaginaire  $\kappa$ . Le calcul du coefficient de transmission à travers une telle structure lamellaire est un problème classique [BG90]. L'ajustement du coefficient de transmission expérimental à travers un cristal unique fournit une valeur du coefficient d'absorption  $\kappa = 11m^{-1}$ . L'introduction de cette même valeur dans le modèle 1D de la structure résonante permet d'ajuster parfaitement nos résultats expérimentaux (Fig. 3.41).

La mesure du temps de groupe nécessite de suivre la transmission d'un "paquet d'ondes" dont le maximum peut être défini sans ambiguïté. Nous avons donc filtré en fréquences le signal temporel mesuré à l'entrée de la structure et celui transmis à travers elle de façon à synthétiser des paquets d'onde dont l'extension temporelle est de l'ordre de la durée du signal transmis avant filtrage. En comparant le temps de parcours du maximum du paquet d'ondes avant et après traversée du milieu, nous définissons ainsi le temps de groupe. Son évolution est présentée sur la figure 3.42.

En dehors des fréquences de résonance, nous mettons bien en évidence des vitesses de groupe "supraluminiques" caractéristiques d'un mécanisme d'effet tunnel. En revanche, pour les fréquences de résonance, l'onde est consi-

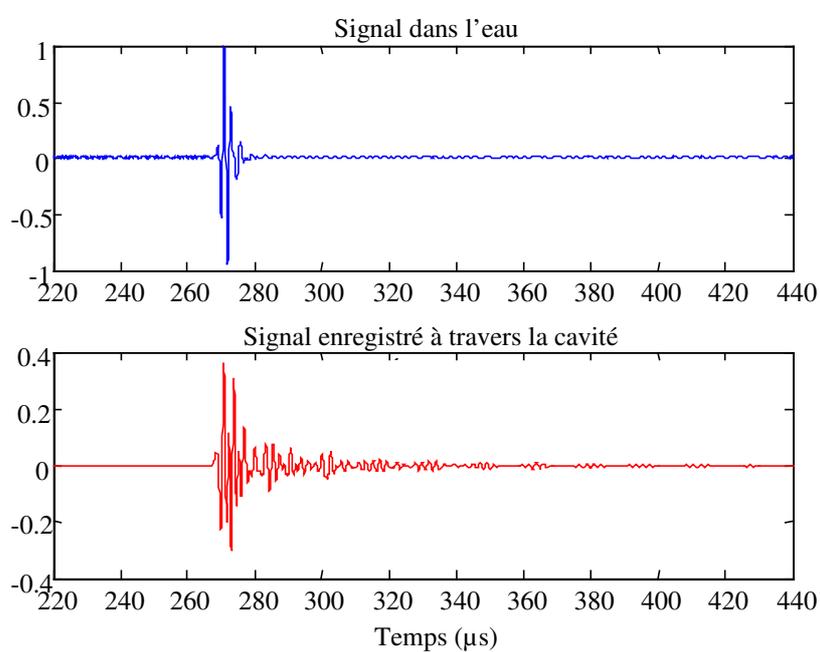


FIGURE 3.40 – *Comparaison des signaux transmis dans l'eau et à travers la cavité résonante. Sur le second signal, on distingue les contributions des réflexions successives dans la cavité.*

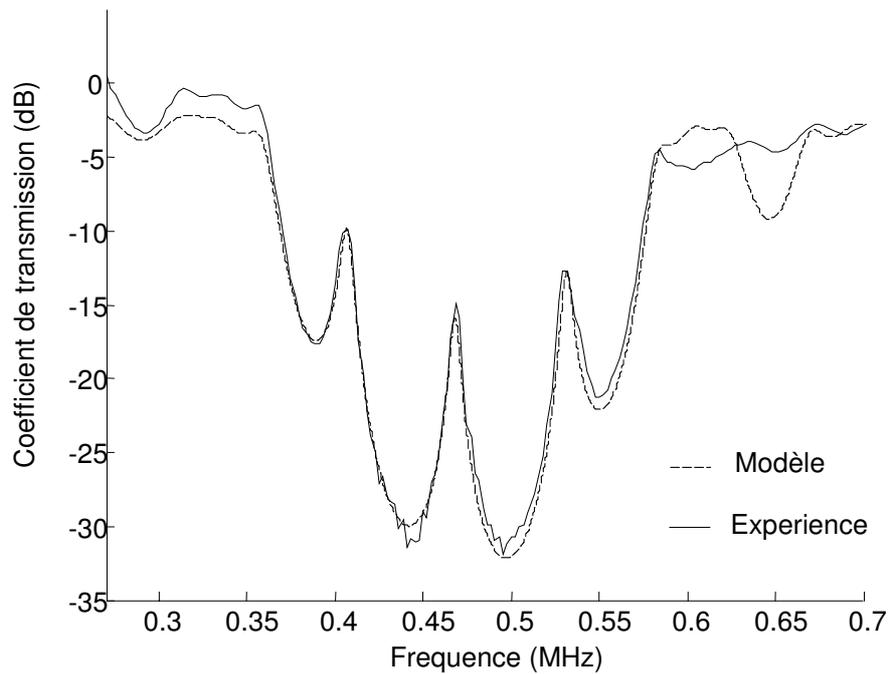


FIGURE 3.41 – Coefficient de transmission à travers la cavité mettant en évidence ses résonances. Les différentes pertes subies par l'onde au cours de sa propagation expliquent que la transmission n'est pas unitaire aux résonances. Un modèle 1D de la structure étudiée permet un très bon ajustement de nos résultats expérimentaux. Le coefficient d'absorption regroupant tous les types de pertes vaut  $\kappa = 11m^{-1}$ .

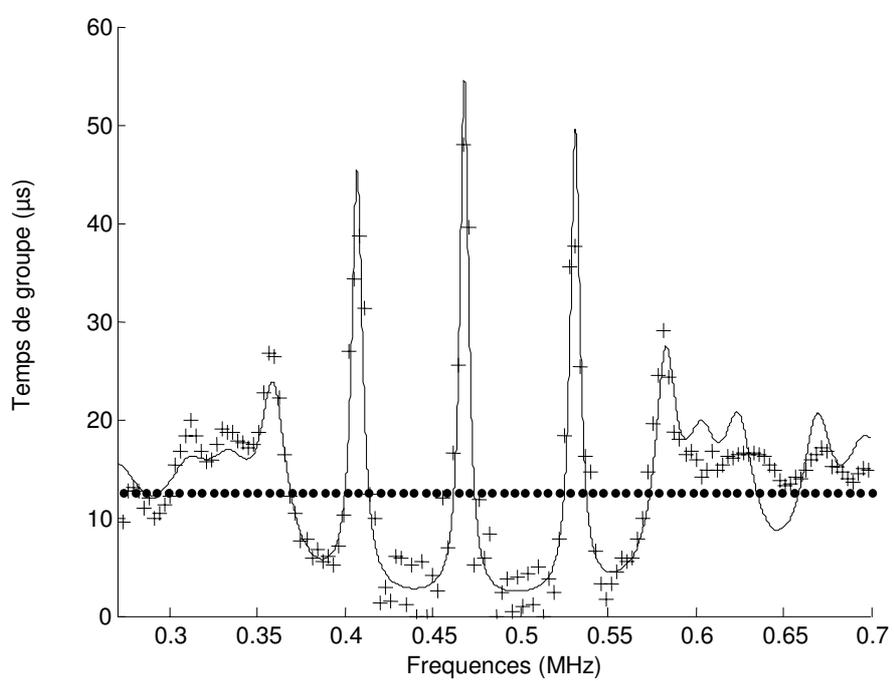


FIGURE 3.42 – Evolution du temps de groupe en fonction de la fréquence. Le modèle 1D "avec absorption" utilise  $\kappa = 11m^{-1}$

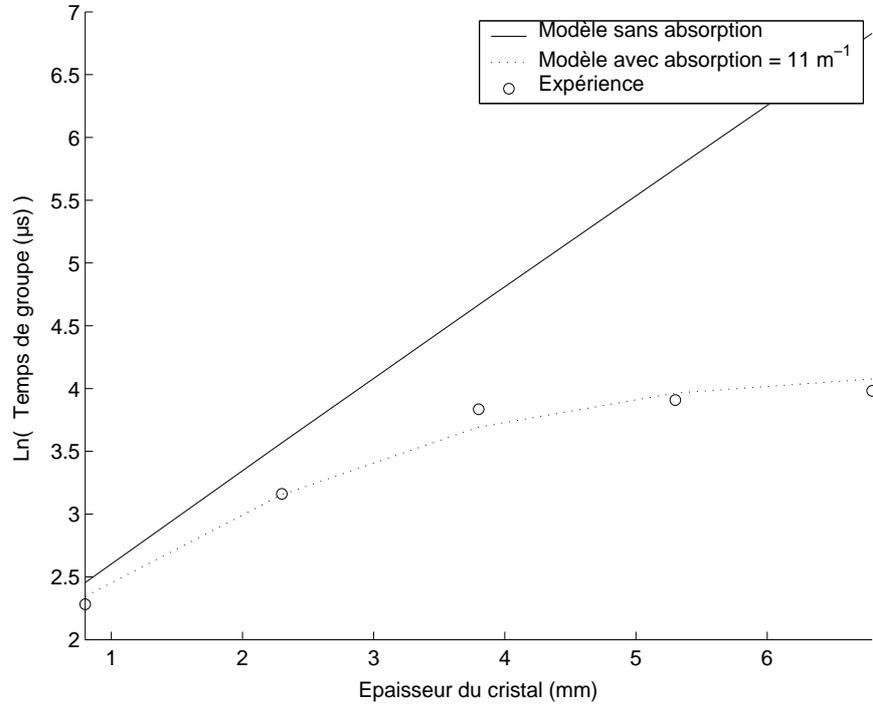


FIGURE 3.43 – Evolution du temps de groupe à 486kHz en fonction de la taille des cristaux.

dérablement "ralentie". Mais contrairement à ce que prévoit le modèle d'effet tunnel résonant en physique quantique, le temps de groupe ne varie pas exponentiellement avec l'épaisseur des cristaux constituant la structure (Fig. 3.43). A nouveau, cet écart trouve son origine dans les pertes subies par l'onde. L'utilisation du modèle 1D "avec pertes" permet d'ajuster nos résultats expérimentaux.

Sur ce sujet, j'ai noué de fructueuses collaborations avec l'Université du Manitoba au Canada (Pr. John Page). Un article commun vient d'être accepté pour publication dans *Europhys. Lett.*

Parmi les projets en cours, nous réfléchissons à la possibilité d'utiliser le cône de rétrodiffusion cohérente pour évaluer le degré de désordre des cristaux avec lesquels nous travaillons. En outre, nous venons de démarrer une étude concernant le retournement temporel de paquets d'ondes dont le contenu fréquentiel coïncide avec la bande interdite.

## 3.7 Projet de recherches

Un certain nombre de pistes ont déjà été évoquées au cours de ce manuscrit. Nous nous contentons donc ici, pour chacun des thèmes déjà abordés, de récapituler les principaux projets envisagés.

### 3.7.1 Effet de rétrodiffusion cohérente

- Résolution des problèmes liés à l'enregistrement de l'effet en acoustique (cf. partie 3.3.4)
- Mesure de l'effet de rétrodiffusion cohérente sur des échantillons réels, en particulier sur des aciers à grains, dans l'idée d'essayer de relier les paramètres de transport aux paramètres microstructuraux

### 3.7.2 Télécommunications

- Mise au point d'un MRT à plusieurs antennes fonctionnant dans la gamme du GHz
- Mise au point d'un MRT utilisant des composants UWB (ultrawideband)
- Transposition de la théorie de la cavité à RT au cas des ondes électromagnétiques
- Comparaison du RT avec les techniques existantes (BLAST, OFDM...)
- Recherche d'un partenaire industriel

### 3.7.3 Cristaux phononiques

- Etude de l'effet de rétrodiffusion cohérente sur un cristal phononique
- Expériences de RT sur des cristaux phononiques
- Etude de cristaux phononiques avec défauts; une collaboration avec le LPMO (Université de Besançon) est envisagée sur ce point

### 3.7.4 Propagation acoustique en milieu désordonné et théorie des matrices aléatoires

Dans le cadre d'une ACI "Nouvelles Interfaces des Mathématiques", nous venons de démarrer avec Josselin Garnier, Professeur à l'Université Paul Sabatier (Toulouse), une collaboration destinée à étudier l'applicabilité de la théorie des matrices aléatoires aux opérateurs de propagation que nous enregistrons dans nos expériences, en particulier à l'opérateur de retournement temporel introduit dans la partie 3.5.4 dans le contexte des télécommunications.

Les premiers résultats semblent indiquer que la densité de probabilité des valeurs propres de l'opérateur de retournement temporel suit bien la loi dite du "quart de cercle" prévue dans le cas de matrices symétriques dont les éléments sont des variables aléatoires complexes gaussiennes décorrélés (Fig : 3.44). Ce premier résultat a été obtenu sur un échantillon désordonné, d'épaisseur 40 mm, identique à celui utilisé pour nos expériences de télécommunication (partie 3.5.1). L'opérateur de retournement temporel a été enregistré en rétrodiffusion au moyen d'une barrette échographique comprenant 40 éléments de fréquence centrale 3.2 MHz. L'enregistrement a été répété pour dix positions de la barrette afin d'améliorer l'estimation de la densité de probabilité.

### 3.7.5 Propagation acoustique dans les nuages de bulles

Dans la deuxième partie de la thèse de F. Van Der Biest, nous nous proposons d'étudier, tant d'un point de vue théorique qu'expérimental, la propagation acoustique dans des nuages de bulles ainsi que dans des cristaux de bulles piégées dans des systèmes d'ondes stationnaires. Entre autres avantages, les bulles présentent en effet des sections efficaces de diffusion extrêmement élevées : c'est la raison pour laquelle le nuage de bulles est souvent présenté comme le candidat idéal pour observer la localisation d'Anderson en acoustique [CK99]. En effet, en créant un ensemble de bulles résonantes, on doit pouvoir atteindre des libres parcours moyens très petits susceptibles de vérifier le critère de Ioffe-Regel  $kl_s \approx 1$ . En réalité, la réalisation expérimentale se heurte à deux problèmes majeurs. D'une part, à la résonance, la section efficace d'absorption est également maximale. Or, la dissipation est un mécanisme qui entre en compétition avec les mécanismes de diffusion élastique responsables de la localisation ; ce qui, pour part, explique les vifs débats autour des rares articles expérimentaux rapportant la localisation d'Anderson, en particulier en optique [WBLR97]. En outre, il est difficile de créer un nuage de bulles dont on contrôle parfaitement la distribution des tailles. Si seule une toute petite fraction de bulles est proche de sa fréquence de résonance, le "seuil de mobilité", c'est-à-dire la concentration de bulles nécessaire à observer la transition vers la localisation, est par là même

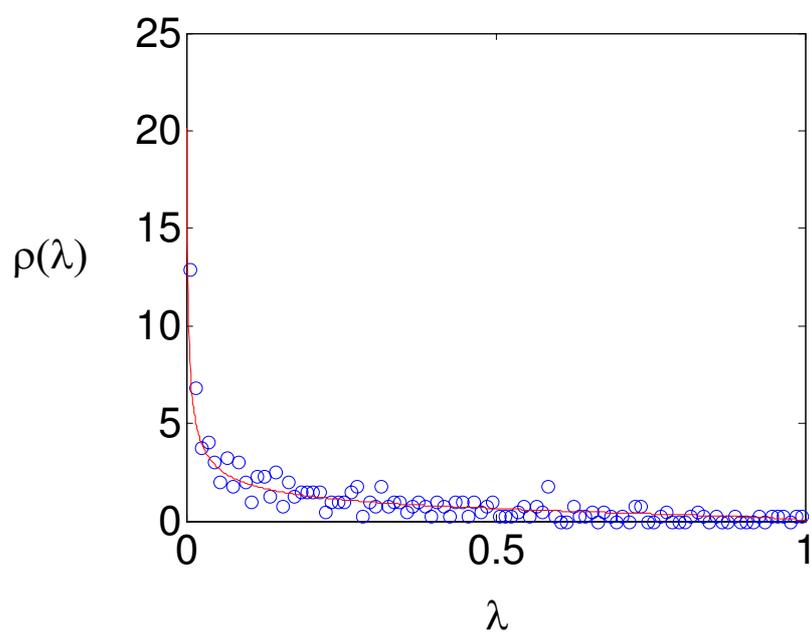


FIGURE 3.44 – Densité de probabilité des valeurs propres de l'opérateur de retournement temporel (ORT) relatif à un échantillon désordonné d'épaisseur 40 mm identique à celui utilisé pour nos expériences de télécommunication. Le libre parcours moyen de transport vaut 4.8mm. Cercles : résultats expérimentaux, trait continu : loi théorique dite du "quart de cercle"

augmentée. Actuellement, nos efforts portent d'ailleurs sur la mise au point d'un dispositif d'électrolyse de l'eau permettant de créer des bulles de façon la mieux contrôlée possible.

Un deuxième intérêt de l'étude de la propagation acoustique dans les bulles réside dans le fait que ces dernières peuvent se comporter comme de véritables petits oscillateurs non linéaires capables de générer des harmoniques du champ acoustique incident. Les nuages de bulles sont donc des milieux intéressants pour l'étude de la diffusion multiple en régime non-linéaire. L'une de nos idées serait d'enregistrer l'effet de rétrodiffusion cohérente aux harmoniques du champ acoustique incident.

D'un point de vue plus pratique, les rideaux de bulles créées par cavitation à la surface des sonars constituent une sérieuse limitation pour les techniques d'acoustique sous-marine. Toute technique permettant de pallier ce problème serait la bienvenue.

### 3.8 Conclusion

Les travaux présentés dans ce manuscrit concernent la propagation des ondes dans les milieux complexes. Ils exploitent deux propriétés essentielles : la réciprocité d'une part et l'invariance par renversement du temps d'autre part. Le premier sujet discuté a trait à la rétrodiffusion cohérente. En particulier, avec Julien de Rosny, nous avons étudié l'effet de rétrodiffusion cohérente dans des milieux clos réverbérants et avons établi le lien entre cet effet et le retournement temporel dans le cas d'un milieu multiplement diffuseur ouvert. Parallèlement, avec Arnaud Derode, nous étudions la possibilité d'utiliser cet effet à des fins de caractérisation de milieux réels qui présentent de la diffusion multiple. Le second sujet concerne l'effet sur le retournement temporel d'une modification introduite dans le milieu de propagation. Le troisième sujet est relatif aux télécommunications et plus particulièrement à la façon de compenser les réverbérations du milieu de propagation et d'exploiter le désordre pour augmenter le débit d'information. Nous avons montré tout l'intérêt de la technique de focalisation par retournement temporel, notamment dans sa version itérative développée par G. Montaldo, dans une série d'expériences réalisée à petite échelle avec des ondes ultrasonores. Parallèlement, dans le cadre de la thèse de Geoffroy Lerosey, nous avons réalisé la première expérience de retournement temporel pour les ondes électromagnétiques. Enfin, j'ai démarré un nouveau sujet : les cristaux phononiques à bandes interdites. Plus récemment, j'ai débuté l'étude de la propagation acoustique dans des nuages de bulles et je me suis par ailleurs penché sur l'apport possible de la théorie des matrices aléatoires à la compréhension de la propagation acoustique dans les milieux désordonnés.

# Bibliographie

- [AL85] M. P. Van Albada and A. Lagendijk. *Phys. Rev. Lett.*, 55 :2692, 1985.
- [And58] P. W. Anderson. Absence of diffusion in certain random lattices. *Phys. Rev.*, 109 :1490, 1958.
- [A.T99] A. Tourin. *Thèse de doctorat de l'Université Paris VII : Diffusion multiple et renversement du temps des ondes ultrasonores*. 1999.
- [Ber97] Bertelsen. *Quantum chaos and vibration of elastic waves*. University of Copenhagen, 1997.
- [Ber00] H. L. Bertoni. *Radio Propagation for Modern Wireless Systems*. Prentice Hall, Inc., 2000.
- [BF94] R. Berkovits and S. Feng. Correlations in coherent multiple scattering. *Physics Reports*, 238(3) :135–172, 1994.
- [BFF<sup>+</sup>81] T. A. Brody, J. Flores, J. B. French, P. A. Mello, A. Pandey, and S. S. M Wong. *Rev. Mod. Phys.*, 53 :385, 1981.
- [BG90] L. M. Brekhovskikh and O. A. Godin. *Acoustics of Layered Media I*. Springer Verlag, 1990.
- [BZ96] L. E. Ballentine and J. P. Zibin. *Phys. Rev. A*, 54(27) :3813, 1996.
- [Ca02] F. Cervera and al. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :023902, 2002.
- [CK99] C. A. Condat and T. R. Kirkpatrick. *Localization of Acoustics Waves*. World Scientific, 1999.
- [DRF95] A. Derode, P. Roux, and M. Fink. *Phys. Rev. Lett.*, 75(23) :4206–4209, 1995.
- [dRTD<sup>+</sup>] J. de Rosny, A. Tourin, A. Derode, B.A. van Tiggelen, and M. Fink. *soumis à Phys. Rev. E*.
- [dRTF00] J. de Rosny, A. Tourin, and M. Fink. *Phys. Rev. Lett.*, 64 :066604, 2000.
- [DTdR<sup>+</sup>03] A. Derode, A. Tourin, J. de Rosny, M. Tanter, S. Yon, and M. Fink. *Phys. Rev. Lett.*, 90(1) :014301, 2003.
- [DTF01] A. Derode, A. Tourin, and M. Fink. *Phys. Rev. E*, 64(3) :1063, 2001.

- [eGM04] E. Akkermans et G. Montambaux. *Physique mésoscopique des électrons et des photons*. Editions du CNRS, 2004.
- [FG98] G. J. Foschini and M. J. Gans. *Wireless Personal Communication*, 6 :311, 1998.
- [Fin97] M. Fink. Time reversed acoustics. *Phys. Today*, 20 :34, 1997.
- [Joh87] S. John. *Phys. Rev. Lett.*, 58 :2486, 1987.
- [KHS98] W. A. Kuperman, W. S. Hodgkiss, and Hee Chun Song. *J. Acoust. Soc. Am.*, 103(1) :25, 1998.
- [LdRT<sup>+</sup>04] G. Lerosey, J. de Rosny, A. Tourin, A. Derode, and M. Fink. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :193904, 2004.
- [LT96] A. Lagendijk and B. A. Van Tiggelen. *Phys. Rep.*, 270 :143, 1996.
- [LW03] Oleg I. Lobkis and Richard L. Weaver. *Phys. Rev. Lett.*, 90 :254302, 2003.
- [MBB<sup>+</sup>00] A. L. Moustakas, H.U. Baranger, L. Balents, A. M. Sengupta, and S.H. Simon. *Science*, 287, 2000.
- [PNG03a] A. Paulraj, R. Nabar, and D. Gore. *Introduction to Space-Time Wireless Communications*. Cambridge University Press, 2003.
- [PNG03b] A. Paulraj, R. Nabar, and D. Gore. *Introduction to Space-Time Wireless Communications*. Cambridge University Press, 2003.
- [RD86] D. Royer and E. Dieulesaint. *IEEE Ultrasonics Proceedings*, page 527, 1986.
- [Sha48] C. E. Shannon. *Bell System Technical Journal*, 27(9) :379–423 and 623–656, 1948.
- [She95] Ping Sheng. *Introduction to Wave Scattering, Localization, and Mesoscopic Phenomena*. Academic Press, 1995.
- [Som07] A. Sommerfeld. Correlations in coherent multiple scattering. *Phys. Z*, 8 :841, 1907.
- [SS98] R. Snieder and J. Scales. *Phys. Rev. E*, 58 :5668, 1998.
- [SSS<sup>+</sup>95] R. Martinez Sala, J. Sancho, J. V. Sanchez, V. Gomez, J. Llinares, and F. Messeguer. *Nature*, 378 :41, 1995.
- [TDF01] A. Tourin, A. Derode, and M. Fink. *Phys. Rev. Lett.*, 87(27) :4301, 2001.
- [TFD00] A. Tourin, M. Fink, and A. Derode. *Waves in random media*, 10 :R31–R60, 2000.
- [WB94] R. Weaver and J. Burkhardt. *J. Acoust. Soc. Am.*, 96 :3186, 1994.
- [WBLR97] D.S. Wiersma, P. Bartolini, A. Lagendijk, and R. Righini. *Nature*, 390 :671, 1997.

- 
- [WFGV98] P. W. Wolniansky, G. J. Foschini, G. D. Golden, and R. A. Valenzuela. V-blast : An architecture for realizing very high data rates over the rich-scattering wireless channel. In *Proc. ISSSE*, 1998.
- [Wie95] D. Wiersma. *Phd Thesis : Light in strongly scattering and amplifying random media*. 1995.
- [WM85] E. Wolf and G. Maret. *Phys. Rev. Lett.*, 55 :2696, 1985.
- [YGL87] E. E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, and K. M. Leung. *Phys. Rev. Lett.*, 58 :2059, 1987.

## Liste des publications annexées à ce manuscrit

## 1. L'effet de rétrodiffusion cohérente et la mesure des paramètres de transport

J. de Rosny, A. Tourin, A. Derode, M. Fink, B. A. Van Tiggelen, *Relation between time reversal focusing and coherent backscattering in multiple scattering media : a diagrammatic approach*, **Phys. Rev. E**, 70, 046601 (2004)

J. de Rosny, A. Tourin, M. Fink, *Observation of a coherent backscattering effect with a dipolar source for elastic waves : Highlight of the role played by the source*, **Phys. Rev. E** 64, 066604 (2001)

A. Derode, A. Tourin, M. Fink, *Random multiple scattering of sound, I. Coherent and Ballistic Wave*, **Phys. Rev. E** 64, 036605 (2001)

J. de Rosny, A. Tourin, M. Fink, *Coherent backscattering in a 2 D chaotic cavity*, **Phys. Rev. Lett.** 84, 1693 (2000)

A. Tourin, A. Derode, M. Fink, *Multiple scattering of sound*, **Waves in Random Media** 10, R31 (2000)

## 2. Sensibilité du retournement temporel en acoustique

A. Tourin, A. Derode, M. Fink, *Sensitivity to perturbations of a time-reversed acoustic wave in a multiple scattering medium*, **Phys. Rev. Lett.** 87 (27), 4301 (2001)

A. Derode, A. Tourin, M. Fink, *Random multiple scattering of sound, II. Is Time Reversal a self averaging process ?*, **Phys. Rev. E** 64, 036606 (2001)

## 3. Retournement temporel et télécommunications

G. Montaldo and G. Lerosey and A. Derode and A. Tourin and J. de Rosny and M. Fink, *Telecommunication in a disordered environment with iterative time reversal*, **Waves in Random Media** 14, 237 (2004)

G. Lerosey, J. de Rosny, A. Tourin, A. Derode, M. Fink, *Time Reversal of electromagnetic waves*, **Phys. Rev. Lett.** 92, 194301 (2004)

A. Derode, A. Tourin, J. de Rosny, M. Tanter, S. Yon, M. Fink, *Taking advantage of multiple scattering to communicate with time reversal antennas*, **Phys. Rev. Lett.** 90 (1), 014301 (2003)

#### 4. Cristaux phononiques

F. Van Der Biest, A. Sukhovic, J. H. Page, A. Tourin, B. A. Van Tiggelen, Z. Liu, M. Fink, *Resonant tunneling of acoustic waves through a double barrier consisting of two phononic crystals*, accepté pour publication dans **Europhys. Lett.**

J. H. Page, A. Sukhovic, S. Yang, M. L. Cowan, F. Van Der Biest, A. Tourin, M. Fink, Z. Liu, C. T. Chan, Ping Sheng, *Phononic crystals*, **Phys. Sta. Sol. b** 241, 3454 (2004)