HAL
open science

Etude du couplage acousto-magnétique: détection des gradients de conductivité électrique en vue de la caractérisation tissulaire

Amalric Montalibet

To cite this version:

Amalric Montalibet. Etude du couplage acousto-magnétique: détection des gradients de conductivité électrique en vue de la caractérisation tissulaire. Sciences de l'ingénieur [physics]. INSA Lyon, 2002. Français. NNT : . tel-01964670

HAL Id: tel-01964670

https://hal.science/tel-01964670

Submitted on 23 Dec 2018

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

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

N° d'ordre : 02 ISAL 0075 Année 2002

THESE

ETUDE DU COUPLAGE ACOUSTO-MAGNETIQUE : DETECTION DES GRADIENTS DE CONDUCTIVITE ELECTRIQUE EN VUE DE LA CARACTERISATION TISSULAIRE.

Présentée devant
L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

Pour obtenir
LE GRADE DE DOCTEUR

FORMATION DOCTORALE : IMAGES ET SYSTEMES
ECOLE DOCTORALE : ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE

par

AMALRIC MONTALIBET

soutenue le 18 novembre 2002 devant la Commission d'examen

Jury MM.

Dominique CATHIGNOL	Directeur de recherche (INSERM Lyon)	
Mathias FINK	Professeur (Université Paris VII)	Rapporteur
Jacques JOSSINET	Chargé de recherche (INSERM Lyon)	Directeur
Mustapha NADI	Professeur (Université Nancy I)	Rapporteur
François PERRAUT	Ingénieur (CEA/LETI Grenoble)	

INSERM U556, 151 cours Albert Thomas, 69424 Lyon cedex 03, u556@lyon.inserm.fr

MARS 2002

INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

Directeur : STORCK.A

Professeurs :

AUDISIO S.	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
BABOT D.	CONT. NON DESTR. PAR RAYONNEMENT IONISANTS
BABOUX J.C.	GEMPPM***
BALLAND B.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BAPTISTE P.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
BARBIER D.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BASTIDE J.P.	LAEPSI****
BAYADA G.	MODELISATION MATHEMATIQUE ET CALCUL SCIENTIFIQUE
BENADDA B.	LAEPSI****
BETEMPS M.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
BIENNIER F.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
BLANCHARD J.M.	LAEPSI****
BOISSON C.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
BOIVIN M. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES SOLIDES
BOTTA H.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Développement Urbain
BOTTA-ZIMMERMANN M. (Mme)	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Développement Urbain
BOULAYE G. (Prof. émérite)	INFORMATIQUE
BOYER J.C.	MECANIQUE DES SOLIDES
BRAU J.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Thermique du bâtiment
BREMOND G.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
BRISSAUD M.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
BRUNET M.	MECANIQUE DES SOLIDES
BRUNIE L.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
BUREAU J.C.	CEGELY*
CAVAILLE J.Y.	GEMPPM***
CHANTE J.P.	CEGELY*- Composants de puissance et applications
CHOCAT B.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Hydrologie urbaine
COMBESCURE A.	MECANIQUE DES CONTACTS
COUSIN M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
DAUMAS F. (Mme)	CETHIL – Energétique et Thermique
DOUTHEAU A.	CHIMIE ORGANIQUE
DUFOUR R.	MECANIQUE DES STRUCTURES
DUPUY J.C.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
EMPTOZ H.	RECONNAISSANCE DES FORMES ET VISION
ESNOUF C.	GEMPPM***
EYRAUD L. (Prof. émérite)	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
FANTOZZI G.	GEMPPM***
FAVREL J.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
FAYARD J.M.	BIOLOGIE APPLIQUEE
FAYET M.	MECANIQUE DES SOLIDES
FERRARIS-BESSO G.	MECANIQUE DES STRUCTURES
FLAMAND L.	MECANIQUE DES CONTACTS
FLORY A.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
FOUGERES R.	GEMPPM***
FOUQUET F.	GEMPPM***
FRECON L.	INFORMATIQUE
GERARD J.F.	MATERIAUX MACROMOLECULAIRES
GERMAIN P.	LAEPSI****
GIMENEZ G.	CREATIS**
GOBIN P.F. (Prof. émérite)	GEMPPM***
GONNARD P.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
GONTRAND M.	CEGELY*- Composants de puissance et applications
GOUTTE R. (Prof. émérite)	CREATIS**
GOUJON L.	GEMPPM***
GOURDON R.	LAEPSI****.
GRANGE G.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
GUENIN G.	GEMPPM***
GUICHARDANT M.	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
GUILLOT G.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
GUINET A.	PRODUCTIQUE ET INFORMATIQUE DES SYSTEMES MANUFACTURIERS
GUYADER J.L.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
GUYOMAR D.	GENIE ELECTRIQUE ET FERROELECTRICITE
HEIBIG A.	LAB. MATHEMATIQUE APPLIQUEES LYON
JACQUET RICHARDET G.	MECANIQUE DES STRUCTURES
JAYET Y.	GEMPPM***
JOLION J.M.	RECONNAISSANCE DES FORMES ET VISION
JULLIEN J.F.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
JUTARD A. (Prof. émérite)	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
KASTNER R.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Géotechnique
KOULOUMDJIAN J.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
LAGARDE M.	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
LALANNE M. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES STRUCTURES
LALLEMAND A.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et thermique
LALLEMAND M. (Mme)	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Energétique et thermique
LAREAL P.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Géotechnique
LAUGIER A.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
LAUGIER C.	BIOCHIMIE ET PHARMACOLOGIE
LEJEUNE P.	GENETIQUE MOLECULAIRE DES MICROORGANISMES

MARS 2002

LUBRECHT A.	MECANIQUE DES CONTACTS
MAZILLE H.	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
MERLE P.	GEMPPM***
MERLIN J.	GEMPPM***
MIGNOTTE A. (Mle)	INGENIERIE, INFORMATIQUE INDUSTRIELLE
MILLET J.P.	PHYSICOCHIMIE INDUSTRIELLE
MIRAMOND M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Hydrologie urbaine
MOREL R.	MECANIQUE DES FLUIDES
MOSZKOWICZ P.	LAEPSI****
MOURA A.	GEMPPM***
NARDON P. (Prof. émérite)	BIOLOGIE APPLIQUEE
NIEL E.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
NORTIER P.	DREP
ODET C.	CREATIS**
OTTERBEIN M. (Prof. émérite)	LAEPSI****
PARIZET E.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
PASCAULT J.P.	MATERIAUX MACROMOLECULAIRES
PAVIC G.	VIBRATIONS-ACOUSTIQUE
PELLETIER J.M.	GEMPPM***
PERA J.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Matériaux
PERRIAT P.	GEMPPM***
PERRIN J.	ESCHIL – Equipe Sciences Humaines de l'Insa de Lyon
PINARD P. (Prof. émérite)	PHYSIQUE DE LA MATIERE
PINON J.M.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
PONCET A.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
POUSIN J.	MODELISATION MATHEMATIQUE ET CALCUL SCIENTIFIQUE
PREVOT P.	GRACIMP – Groupe de Recherche en Apprentissage, Coopération et Interfaces Multimodales pour la Productique
PROST R.	CREATIS**
RAYNAUD M.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Transferts Interfaces et Matériaux
REDARCE H.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
REYNOUARD J.M.	UNITE DE RECHERCHE EN GENIE CIVIL - Structures
RIGAL J.F.	MECANIQUE DES SOLIDES
RIEUTORD E. (Prof. émérite)	MECANIQUE DES FLUIDES
ROBERT-BAUDOUY J. (Mme) (Prof. émérite)	GENETIQUE MOLECULAIRE DES MICROORGANISMES
ROUBY D.	GEMPPM***
ROUX J.J.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON – Thermique de l'Habitat
RUBEL P.	INGENIERIE DES SYSTEMES D'INFORMATION
RUMELHART C.	MECANIQUE DES SOLIDES
SACADURA J.F.	CENTRE DE THERMIQUE DE LYON - Transferts Interfaces et Matériaux
SAUTEREAU H.	MATERIAUX MACROMOLECULAIRES
SCAVARDA S.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
SOUIFI A.	PHYSIQUE DE LA MATIERE
SOUROUILLE J.L.	INGENIERIE INFORMATIQUE INDUSTRIELLE
THOMASSET D.	AUTOMATIQUE INDUSTRIELLE
UBEDA S.	CENTRE D'INNOV. EN TELECOM ET INTEGRATION DE SERVICES
THUDEROZ C.	ESCHIL – Equipe Sciences Humaines de l'Insa de Lyon
UNTERREINER R.	CREATIS**
VELEX P.	MECANIQUE DES CONTACTS
VIGIER G.	GEMPPM***
VINCENT A.	GEMPPM***
VRAY D.	CREATIS**
VUILLERMOZ P.L. (Prof. émérite)	PHYSIQUE DE LA MATIERE

Directeurs de recherche C.N.R.S. :

BERTHIER Y.	MECANIQUE DES CONTACTS
CONDEMINE G.	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
COTTE-PATAT N. (Mme)	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
FRANCIOSI P.	GEMPPM***
MANDRAND M.A. (Mme)	UNITE MICROBIOLOGIE ET GENETIQUE
POUSIN G.	BIOLOGIE ET PHARMACOLOGIE
ROCHE A.	MATERIAUX MACROMOLECULAIRES
SEGUELA A.	GEMPPM***

Directeurs de recherche I.N.R.A. :

FEBVAY G.	BIOLOGIE APPLIQUEE
GRENIER S.	BIOLOGIE APPLIQUEE
RAHBE Y.	BIOLOGIE APPLIQUEE

Directeurs de recherche I.N.S.E.R.M. :

PRIGENT A.F. (Mme)	BIOLOGIE ET PHARMACOLOGIE
MAGNIN I. (Mme)	CREATIS**

** CEGELY*	*CENTRE DE GENIE ELECTRIQUE DE LYON*
*** CREATIS*	*CENTRE DE RECHERCHE ET D'APPLICATIONS EN TRAITEMENT DE L'IMAGE ET DU SIGNAL*
****GEMPPM*	*GROUPE D'ETUDE METALLURGIE PHYSIQUE ET PHYSIQUE DES MATERIAUX*
*****LAEPSI*	*LABORATOIRE D'ANALYSE ENVIRONNEMENTALE DES PROCEDES ET SYSTEMES INDUSTRIELS*

INSA DE LYON
DEPARTEMENT DES ETUDES DOCTORALES
ET RELATIONS INTERNATIONALES SCIENTIFIQUES
MARS 2002

Ecoles Doctorales et Diplômes d'Etudes Approfondies

habilités pour la période 1999-2003

ECOLES DOCTORALES n° code national	RESPONSABLE PRINCIPAL	CORRESPONDANT INSA	DEA INSA n° code national	RESPONSABLE DEA INSA
CHIMIE DE LYON (Chimie, Procédés, Environnement) EDA206	M. D. SINOU UCBL1 04.72.44.62.63 Sec 04.72.44.62.64 Fax 04.72.44.81.60	**M. R. GOURDON** 87.53 Sec 84.30 Fax 87.17	Chimie Inorganique **910643**	
			Sciences et Stratégies Analytiques **910634**	
			Sciences et Techniques du Déchet **910675**	M. R. GOURDON Tél 87.53 Fax 87.17
ECONOMIE, ESPACE ET MODELISATION DES COMPORTEMENTS (E^2MC) EDA417	M.A. BONNAFOUS LYON 2 04.72.72.64.38 Sec 04.72.72.64.03 Fax 04.72.72.64.48	**Mme M. ZIMMERMANN** 84.71 Fax 87.96	Villes et Sociétés **911218**	Mme M. ZIMMERMANN Tél 84.71 Fax 87.96
			Dimensions Cognitives et Modélisation **992678**	M. L. FRECON Tél 82.39 Fax 85.18
ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE (E.E.A.) EDA160	**M. G. GIMENEZ** INSA DE LYON 83.32 Fax 85.26		Automatique Industrielle **910676**	M. M. BETEMPS Tél 85.59 Fax 85.35
			Dispositifs de l'Electronique Intégrée **910696**	M. D. BARBIER Tél 85.47 Fax 60.81
			Génie Electrique de Lyon **910065**	M. J.P. CHANTE Tél 87.26 Fax 85.30
			Images et Systèmes **992254**	Mme I. MAGNIN Tél 85.63 Fax 85.26
EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE , MODELISATION (E2M2) EDA403	**M. J.P FLANDROIS** UCBL1 04.78.86.31.50 Sec 04.78.86.31.52 Fax 04.78.86.31.49	**M. S. GRENIER** 79.88 Fax 85.34	Analyse et Modélisation des Systèmes Biologiques **910509**	M. S. GRENIER Tél 79.88 Fax 85.34
INFORMATIQUE ET INFORMATION POUR LA SOCIETE (EDIIS) EDA 407	**M. J.M. JOLION** INSA DE LYON 87.59 Fax 80.97		Documents Multimédia, Images et Systèmes d'Information Communicants **992774**	M. A. FLORY Tél 84.66 Fax 85.97
			Extraction des Connaissances à partir des Données **992099**	M. J.F. BOULICAUT Tél 89.05 Fax 87.13
			Informatique et Systèmes Coopératifs pour l'Entreprise **950131**	M. A. GUINET Tél 85.94 Fax 85.38
INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE (EDISS) EDA205	**M. A.J. COZZONE** UCBL1 04.72.72.26.72 Sec 04.72.72.26.75 Fax 04.72.72.26.01	**M. M. LAGARDE** 82.40 Fax 85.24	Biochimie **930032**	M. M. LAGARDE Tél 82.40 Fax 85.24
MATERIAUX DE LYON UNIVERSITE LYON 1 EDA 034	**M. J. JOSEPH** ECL 04.72.18.62.44 Sec 04.72.18.62.51 Fax 04.72.18.60.90	**M. J.M. PELLETIER** 83.18 Fax 84.29	Génie des Matériaux : Microstructure, Comportement Mécanique, Durabilité **910527**	M. J.M.PELLETIER Tél 83.18 Fax 85.28
			Matériaux Polymères et Composites **910607**	M. H. SAUTEREAU Tél 81.78 Fax 85.27
			Matière Condensée, Surfaces et Interfaces **910577**	M. G. GUILLOT Tél 81.61 Fax 85.31
MATHEMATIQUES ET INFORMATIQUE FONDAMENTALE (Math IF) EDA 409	**M. NICOLAS** UCBL1 04.72.44.83.11 Fax 04.72.43.00.35	**M. J. POUSIN** 88.36 Fax 85.29	Analyse Numérique, Equations aux dérivées partielles et Calcul Scientifique **910281**	M. G. BAYADA Tél 83.12 Fax 85.29
MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE (MEGA) EDA162	**M. J. BATAILLE** ECL 04.72.18.61.56 Sec 04.72.18.61.60 Fax 04.78.64.71.45	**M. G.DALMAZ** 83.03 Fax 04.72.89.09.80	Acoustique **910016**	M. J.L. GUYADER Tél 80.80 Fax 87.12
			Génie Civil **992610**	M. J.J.ROUX Tél 84.60 Fax 85.22
			Génie Mécanique **992111**	M. G. DALMAZ Tél 83.03 Fax 04.78.89.09.80
			Thermique et Energétique **910018**	M. J. F. SACADURA Tél 81.53 Fax 88.11

En grisé : Les Ecoles doctorales et DEA dont l'INSA est établissement principal

Je dédie ce travail :

à Myriam,

pour son amour et son soutien,

à mes parents,

pour la curiosité qu'ils ont éveillée en moi,

à mon frère,

pour sa joie de vivre.

" Le commencement de toutes les sciences, c'est l'étonnement de ce que les choses sont ce qu'elles sont. "

Aristote

" Dans la mesure où les lois mathématiques se réfèrent à la réalité, elles ne sont pas certaines, et dans la mesure où elles sont certaines, elles ne se réfèrent pas à la réalité. "

A. Einstein

Remerciements

Je remercie tout d'abord Dominique Cathignol de m'avoir accueilli au sein de l'unité 281 de l'INSERM. Sa participation active au projet et ses remarques pertinentes m'ont permis d'éviter de nombreux écueils.

Je remercie également Jean-Yves Chapelon de m'avoir accepté dans son équipe afin de me permettre de continuer mes travaux au sein de l'unité 556.

J'exprime ici mes plus sincères remerciements à Jacques Jossinet, tout particulièrement pour le sujet original qu'il m'a proposé. Sa rigueur intellectuelle, ses précieux conseils et sa philanthropie m'ont permis de mener à bien ce travail de recherche. Les discussions enrichissantes que nous avons eues et la justesse de ses propos m'ont apporté beaucoup, tant sur le plan scientifique qu'humain.

Je suis très reconnaissant à messieurs Mustapha Nadi et Mathias Fink pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et pour m'avoir fait l'honneur d'examiner mon manuscrit.

Merci à François Perraut d'avoir bien voulu participer à cette aventure en tant que conseiller, ami et membre du jury. Son habileté à faire partager ses connaissances et son ouverture d'esprit sont largement responsables de l'enthousiasme scientifique que j'ai contagieusement contracté. Merci également à Karine, aux 'xus' et autres 'bzontes'.

Merci à tous les sympathiques membres du laboratoire de m'avoir accordé de leur temps. Leur disponibilité et leurs conseils m'ont beaucoup aidé tout au long de ma thèse.

Un merci tout particulier à Adrien Matias pour la réalisation des petites choses qui font tout. Le travail avec lui a toujours été placé sous le signe de la bonne humeur et d'une entente épique et hippique.

Je remercie les relecteurs attentifs et courageux de mon manuscrit, plus particulièrement Myriam, Laura et Samuel.

Merci à tous les stagiaires, thésards et post-doctorants que j'ai eu la joie de connaître durant mes années passées au laboratoire. Ils ont eux aussi contribué à la réussite de ce travail, par leurs avis, leur humour et leur amitié.

Merci à tous mes amis et à toute ma famille pour leur patience et leur soutien.

Ce travail a été financé par une allocation de recherche M.E.N.R.T et par une bourse de la Fondation pour la Recherche Médicale.

Table des matières

RÉSUMÉ **11**

GLOSSAIRE **13**

I INTRODUCTION **16**

I.1 HISTORIQUE 17
I.2 TRAVAIL PRÉSENTÉ 19
I.3 CONTEXTE ACTUEL 19
I.4 PLAN DE L'OUVRAGE 20
I.5 BIBLIOGRAPHIE 21

II EQUATIONS FONDAMENTALES **23**

II.1 INTRODUCTION 24
II.2 DÉFINITIONS 24
II.2.1 Axes du système *24*
II.2.2 Déplacement particulaire *24*
II.3 PROPAGATION DES ULTRASONS 25
II.3.1 Conservation de la masse *25*
II.3.2 Equation de la dynamique *25*
II.3.3 Compressibilité du fluide *26*
II.3.4 Célérité ultrasonore *26*
II.3.5 Equation de propagation *26*
II.3.6 Onde plane progressive *26*
II.3.7 Impédance acoustique *26*
II.3.8 Interfaces acoustiques *27*
II.4 ENTRAÎNEMENT DES IONS 28
II.5 COUPLAGE ACOUSTO-MAGNÉTIQUE 31
II.6 DENSITÉ DE COURANT 32
II.7 FORMATION DU SIGNAL 34
II.7.1 Modèle "tubulaire" *34*
II.7.2 Modèle "volumique" *36*
II.7.2.1 Formation du signal 37
II.7.2.2 Paramètre acousto-magnétique 38
II.7.2.3 Produit de convolution 38
II.8 RÉSUMÉ DU CHAPITRE 39
II.9 BIBLIOGRAPHIE 40

III MATERIEL ET MÉTHODES **41**

III.1 SYSTÈME COMPLET 42
III.2 GÉNÉRATION DES ULTRASONS 43
III.2.1 Cahier des charges *43*
III.2.2 Instrumentation *43*
III.2.3 Transducteur ultrasonore *44*
III.2.3.1 Caractéristiques techniques 44
III.2.3.2 Adaptation d'impédance électrique 44
III.2.3.3 Champ de pression 44
III.3 APPLICATEUR DE CHAMP MAGNÉTIQUE 46
III.3.1 Cahier des charges *46*
III.3.1.1 Champ permanent uniforme 46

III.3.1.2 Largeur de l'entrefer 46
III.3.1.3 Encombrement 46
III.3.1.4 Choix des matériaux 46
III.3.1.5 Dimensionnement 47
III.3.2 Réalisation 51
III.3.2.1 Matériaux et dimensions 51
III.3.2.2 Assemblage des aimants 52
III.3.2.3 Continuité du circuit magnétique 53
III.3.2.4 Protections anticorrosion et anti-chocs 53
III.3.2.5 Modèles factices non magnétiques 53
III.3.3 Topographie du champ 54
III.4 CUVE PRINCIPALE 56
III.5 SUPPORTS D'ÉCHANTILLONS 56
III.5.1 Support de fil métallique 56
III.5.2 Cellules de mesure 57
III.5.3 Chambre de mesure 58
III.6 CAPTEUR DE COURANT 60
III.6.1 Cahier des charges 60
III.6.2 Méthodes de mesure existantes 60
III.6.3 Conversion courant-tension 61
III.6.3.1 Réponse en fréquence 61
III.6.3.2 Montage symétrique à transistors en base commune 61
III.6.3.3 Montage à transformateur d'entrée 63
III.6.4 Electrodes 65
III.7 GEL D'AGAR 66
III.7.1 Utilisation 66
III.7.2 Préparation 66
III.8 RÉSUMÉ DU CHAPITRE 67
III.9 BIBLIOGRAPHIE 67

IV TRAITEMENT DU SIGNAL 68

IV.1 INTRODUCTION 69
IV.2 MÉTHODES 70
IV.3 SIGNAUX DE RÉFÉRENCE 70
IV.3.1 Signaux de synthèse 71
IV.3.2 Signal 'Test' expérimental 73
IV.4 MÉTHODE DU FILTRE D'ENVELOPPE 75
IV.4.1 Définition 75
IV.4.2 Application 76
IV.4.3 Résumé 78
IV.5 FONCTION D'INTERCORRÉLATION 78
IV.5.1 Définition 78
IV.5.2 Application 79
IV.5.3 Résumé 81
IV.6 MÉTHODES DE FILTRAGE INVERSE 81
IV.6.1 Introduction 81
IV.6.2 Division spectrale 82
IV.6.2.1 Application 82
IV.6.3 Filtrage de Wiener 86
IV.6.3.1 Application 86
IV.6.4 Résumé 89
IV.7 DÉCONVOLUTION HOMOMORPHIQUE 89
IV.7.1 Définition 89
IV.7.2 Application 92
IV.7.3 Résumé 96
IV.8 RÉSUMÉ DU CHAPITRE 97
IV.9 BIBLIOGRAPHIE 99

V RÉSULTATS EXPERIMENTAUX 100

V.1 OBJECTIVATION DU PHÉNOMÈNE 101
V.1.1 Conditions expérimentales 101

V.1.2 Origine magnétique et acoustique du signal observé *101*
V.1.3 Influence de la distance au transducteur *102*
V.1.4 Influence de la pression et de la conductivité *102*
V.1.5 Influence de la largeur de la cellule de mesure *103*
V.1.6 Application à un milieu cellulaire : Mesure de la conductivité de sang de porc *105*
V.1.6.1 Objectif 105
V.1.6.2 Matériel et méthodes 105
V.1.6.3 Résultats 106
V.1.7 Conclusions *107*
V.2 VALIDATION DU MODÈLE TUBULAIRE 107
V.2.1 Objectif *107*
V.2.2 Hypothèse testée *108*
V.2.3 Mode opératoire *108*
V.2.3.1 Configuration expérimentale 108
V.2.3.2 Modèle tubulaire 108
V.2.3.3 Tube unique 109
V.2.4 Résultats *110*
V.3 MODÈLES EN GEL D'AGAR 111
V.3.1 Electrodes planes *111*
V.3.1.1 Objectif 111
V.3.1.2 Mode opératoire 111
V.3.1.3 Résultats 115
V.3.2 Electrodes de taille réduite *128*
V.3.2.1 Objectif 128
V.3.2.2 Mode opératoire 128
V.3.2.3 Résultats 129
V.3.3 Electrodes de face avant *129*
V.3.3.1 Objectif 129
V.3.3.2 Mode opératoire 130
V.3.3.3 Résultats 130
V.3.4 Résumé *131*
V.4 MESURES IN VITRO SUR MILIEUX BIOLOGIQUES 132
V.4.1 Lésion HIFU *132*
V.4.2 Milieu biologique à couches *133*
V.5 RÉSUMÉ DU CHAPITRE 139
V.6 BIBLIOGRAPHIE 140

VI CONCLUSIONS - PERSPECTIVES 141

VI.1 CONCLUSIONS 142
VI.2 PERSPECTIVES 143

PUBLICATIONS DE L'AUTEUR 145

BIBLIOGRAPHIE 147

Résumé

Résumé

Le mémoire décrit le couplage d'un champ magnétique et d'un faisceau ultrasonore dans un milieu électrolytique ou biologique. Il en résulte une interaction acousto-magnétique due à la force de Lorentz qui produit une densité de courant volumique fonction des propriétés acoustiques du milieu et de sa conductivité électrique. La méthode présentée consiste à collecter le courant total généré dans un échantillon. La partie théorique du mémoire présente la phénoménologie, les équations fondamentales associées et les méthodes de traitement du signal en découlant. La partie expérimentale présente l'instrumentation développée pour cette étude et les résultats obtenus sur des gels d'agar et des échantillons biologiques. Les grandeurs des champs utilisés dans cette étude sont compatibles avec le vivant. Ce couplage permet d'associer les avantages des méthodes bioélectriques et acoustiques existantes pour une meilleure caractérisation des tissus sains et pathologiques.

Abstract

This report describes the coupling between a magnetic field and an ultrasound beam in an electrolyte or a biological medium. This coupling gives rise to an acousto-magnetic interaction due to Lorentz Force and produces a bulk current density depending on the acoustical properties of the medium and its electric conductivity. The presented method consists in the collection of the total current generated in the sample where the interaction takes place. The theoretical part of the report presents the phenomenology, the associated fundamental equations and the ensuing signal processing methods. The experimental part presents the purpose-made instrumentation and the results obtained on agar gel blocks and biological samples. The used field magnitudes are applicable to in vivo measurements. This interaction associates the advantages of the existing bioelectrical and acoustic methods and enables a better characterisation of pathological and normal tissues.

Glossaire

Dans ce mémoire, les formes vectorielles des variables sont représentées en caractères **gras**. Les indices x, y et z dénotent les composantes respectives selon les axes O_x, O_y ou O_z du système. Les principaux symboles utilisés dans ce mémoire sont les suivants :

a :	distance d'un élément de fluide par rapport à sa position d'équilibre (m)
B :	induction magnétique (T)
c :	célérité acoustique ($m.s^{-1}$)
C :	concentration molaire ($mol.m^{-3}$)
C_m :	capacité de membrane ($F.m^{-2}$)
di :	courant élémentaire (A)
dQ :	charge élémentaire (C)
dS :	surface élémentaire (m^2)
dt :	intervalle temporel (s)
f :	fréquence (Hz)
f.e.m. :	force électromotrice (V)
F :	charge molaire égale à 1 Faraday (96487 $C.mol^{-1}$)
F :	force (N)
F_L :	force de Lorentz (N)
I :	amplitude du courant instantané (A)
i :	courant électrique instantané (A)
i_w :	courant électrique par unité de largeur ($A.m^{-1}$)
j :	base des nombres imaginaires
j :	densité de courant instantanée ($A.m^{-2}$)
J :	amplitude de la densité de courant ($A.m^{-2}$)
k, l :	numéros d'échantillons numériques (domaine temporel)
m :	masse ionique (kg)
M :	masse molaire d'un ion solvaté ($kg.mol^{-1}$)
n :	charge ionique, ou numéro d'échantillon numérique (domaine spectral)
N :	constante d'Avogadro ($6{,}022\ 10^{23}\ mol^{-1}$)
O :	origine des coordonnées Cartésiennes
p :	pression acoustique instantanée (Pa)
P :	amplitude de la pression acoustique (Pa)
q :	charge d'une particule (C)
q_e :	charge élémentaire ($1{,}602\ 10^{-19}$ C)

r :	rayon d'une cellule (m)
t :	temps (s)
T :	période (s)
u :	vitesse ionique instantanée ($m.s^{-1}$)
U :	amplitude de la vitesse ionique ($m.s^{-1}$)
v :	vitesse particulaire instantanée ($m.s^{-1}$)
V :	amplitude de la vitesse particulaire ($m.s^{-1}$)
x, y, z :	coordonnées cartésiennes
w :	largeur du modèle ou de l'échantillon (m)
Z_{ac} :	impédance acoustique (Rayl)
κ :	coefficient de frottement
λ :	longueur d'onde (m)
μ :	mobilité ionique ($m^2.s^{-1}.V^{-1}$)
ρ :	masse volumique ($kg.m^{-3}$)
ρ_e :	résistivité électrique (Ω.m)
σ :	conductivité électrique ($S.m^{-1}$)
σ_i :	conductivité électrique interne des érythrocytes ($S.m^{-1}$)
σ_p :	conductivité électrique du plasma sanguin ($S.m^{-1}$)
τ :	constante de temps ou variable d'intégration temporelle (s)
ϕ :	concentration volumique des particules dans une suspension
ψ :	angle de phase (rd)
ω :	fréquence angulaire ($rd.s^{-1}$)
* :	opérateur de convolution ou complexe conjugué
grad :	opérateur gradient
div :	opérateur divergence
Δ :	opérateur laplacien
( ) :	représente un signal continu
[ ] :	représente un signal discret

I INTRODUCTION

I.1 Historique

Les relations entre les signaux électriques et ultrasonores ont été observées et explorées depuis de nombreuses années. L'interaction acousto-électrique a d'abord été décrite par Debye (1933), qui avait observé l'apparition de "potentiels vibratoires". Cet effet résulte de la mise en mouvement des ions d'une solution électrolytique au passage d'une onde de pression. Le gradient de pression variant dans le temps, en raison de la propagation des ultrasons, produit l'oscillation d'un élément de fluide autour de sa position d'équilibre. Si le milieu est une solution électrolytique, les ions contenus dans cet élément subissent des forces de friction et tendent à suivre l'oscillation du solvant. Les ions présents dans une solution, ayant généralement des masses et des dimensions différentes, oscillent avec des amplitudes et des phases différentes. Il en résulte une séparation transitoire des charges, donnant naissance à des différences de potentiel mesurables au sein de la solution. Cet effet, appelé "effet Debye", a été utilisé pour la mesure des masses molaires ioniques (DEBYE, 1933; MILLNER et MÜLLER, 1966; ZANA et YEAGER, 1967; ROSENFELD, 1992).

La propagation des ultrasons dans un milieu donne lieu à des changements locaux de pression et de température, produisant des effets chimiques, mécaniques et physiques sur le milieu. L'interaction d'ultrasons avec un champ électrique a été envisagée dès 1968 pour la stimulation cérébrale (FRY, 1968). Les ultrasons produisent aussi des changements mesurables dans la conductivité électrique de solutions électrolytiques (FOX et al, 1946; RABAH et al, 1994; CATALDO, 1997; GIRIUNIENE et GARSKA, 1997; JOSSINET et al, 1998; JOSSINET et al, 1999; LAVANDIER, 2000). D'une part, la viscosité du solvant varie avec la température et la pression, ce qui modifie la mobilité ionique. D'autre part, la compression du solvant modifie la concentration ionique par unité de volume. Au total, la conductivité électrique de la solution varie d'environ 0,1 %.MPa^{-1} (JOSSINET et al, 1998).

L'association d'un champ magnétique et d'un faisceau ultrasonore met en jeu des phénomènes distincts et fait intervenir des paramètres différents de ceux impliqués lors de l'application d'un seul de ces agents physiques. Il en résulte un signal nouveau, fonction, comme il est montré dans ce mémoire, des paramètres acoustiques du milieu et de sa conductivité électrique. Cette approche permet d'associer des techniques existantes d'exploration tissulaire : la méthode bioélectrique, connue pour son pouvoir

discriminant, et la méthode ultrasonore, présentant une meilleure résolution spatiale que la méthode électrique.

La spectroscopie bioélectrique et la tomographie d'impédance électrique se sont avérées efficaces pour la discrimination des tissus mammaires cancéreux (FRICKE et MORSE, 1926; SUROWIEC et al, 1988; MORIMOTO et al, 1990; JOSSINET et SCHMITT, 1999, ESTRELA et al, 2000). Ces méthodes reposent sur les variations de conductivité électrique entre tissus. Ces variations sont très importantes en présence de prolifération cellulaire (STOY et al, 1982; FOSTER et SCHWAN, 1989; JOSSINET et al, 1996; MCADAMS et JOSSINET, 1996; BOONE et al, 1997). L'exploration tissulaire par spectroscopie et/ou par tomographie d'impédance électrique présente une résolution spatiale limitée. Le grand avantage de la tomographie d'impédance électrique est de permettre la détection de faibles changements de conductivité, comme ceux pouvant résulter de modifications tissulaires précancéreuses (BARBER et BROWN, 1984; SEAGAR et al, 1987; CHENEY et ISAACSON, 1992). D'une manière générale, les méthodes bioélectriques renseignent sur la nature et la composition d'un tissu.

En échographie, l'image est formée par la réflexion des ondes ultrasonores sur les interfaces acoustiques. Cette méthode renseigne donc principalement sur la structure macroscopique des tissus. La résolution est d'autant meilleure que la fréquence de l'onde est élevée. Le contraste se trouve réduit si les milieux présentent des caractéristiques acoustiques voisines (THIJSSEN, 1980). Le traitement du signal permet, dans certains cas, d'améliorer les résultats. Par exemple, l'utilisation de réseaux de neurones artificiels compense le faible contraste acoustique des lésions créées par HIFU, ultrasons focalisés de haute intensité (FELEPPA et al, 2001). Parallèlement, de nouvelles méthodes sont en cours d'évaluation, comme l'élastographie, permettant l'évaluation de paramètres mécaniques par compression des tissus (KALLEL et al, 1999). L'approche proposée s'inscrit dans cette tendance.

La méthode présentée consiste en l'application simultanée d'un champ ultrasonore et d'un champ magnétique. Deux avantages évidents de la méthode sont sa totale innocuité et son caractère non-invasif. L'intérêt recherché est l'exploration du milieu par ses propriétés électriques avec la résolution spatiale des ultrasons.

I.2 Travail présenté

Le travail présenté est l'étude de la faisabilité d'une nouvelle modalité d'exploration de la conductivité électrique d'un milieu au moyen d'un faisceau ultrasonore. Le principe est la production d'un mouvement de charges par la composante magnétique de la force de Lorentz. Les ultrasons pulsés imposent au fluide des salves oscillatoires. Dans un milieu électrolytique, les oscillations du fluide entraînent les ions par frottement visqueux. En présence d'un champ magnétique, les ions mis en mouvement par les ultrasons subissent la force de Lorentz. Les charges contraires sont déviées dans des directions opposées. Il en résulte une densité de courant au sein du milieu.

I.3 Contexte actuel

Dans la dernière décennie, l'interaction des ultrasons et du magnétisme a été explorée dans un but de caractérisation tissulaire et d'imagerie. Le principe est la mise en mouvement au moyen d'ultrasons, d'ions en présence d'un champ magnétique. Dans l'application proposée par Wen (1998), les charges mises en mouvement par les ultrasons sont séparées par le champ magnétique, créant ainsi une distribution de potentiel dans le milieu. Le signal mesuré est la différence de potentiel entre des électrodes situées aux parois de la cuve. Cette approche, bien que présentant certaines similarités avec l'effet Hall, en diffère notablement tel qu'il est habituellement décrit. Dans les deux cas, les charges en mouvement sont déviées par un champ magnétique transverse. La différence essentielle est de nature géométrique. Dans une cellule de Hall, les charges s'accumulent aux parois et fournissent la "tension de Hall" qui contrebalance la force magnétique (BOUTIGNY et GEORGES, 1996). Ceci n'existe que pour des parois bloquantes. Lors de l'interaction acousto-magnétique au sein d'un milieu volumique, les charges peuvent circuler librement. Il s'agit d'une différence fondamentale car dans ce cas le signal créé est un courant. Le potentiel mesuré par Wen est une conséquence de ce courant, mais non une "tension de Hall".

Le fait de mesurer ce courant avec un instrument de grande admittance d'entrée (notre méthode) facilite au contraire l'écoulement des charges, au lieu de les bloquer comme dans un capteur à "effet Hall". Un autre avantage de cette méthode est l'utilisation de champs d'intensités modérées, utilisables en milieu clinique. La perméabilité du corps humain aux ultrasons (de quelques µm à plusieurs cm) et au

champ magnétique est propice à l'exploration de zones profondes dans les tissus biologiques. La méthode donne accès à des paramètres tissulaires originaux, combinant les propriétés électriques et acoustiques.

I.4 Plan de l'ouvrage

Ce mémoire est organisé en six chapitres. Le premier chapitre est une introduction situant l'étude dans le contexte international. Le second chapitre décrit la phénoménologie de la formation du signal. Le troisième chapitre présente le dispositif expérimental, les méthodes utilisées et les modes opératoires. Le quatrième chapitre décrit les méthodes de traitement du signal développées pour cette application. Le cinquième chapitre décrit les résultats expérimentaux comprenant la validation sur des modèles ainsi que les mesures in vitro sur des tissus d'origine biologique. Le sixième chapitre expose la conclusion de l'étude et les perspectives de la méthode.

I.5 Bibliographie

BARBER D.C., BROWN B.H. Applied potential tomography, *J. Phys. E:Sci. Instrum.*, 1984, vol 17, p 723-734.

BOONE K., BARBER D., BROWN B.H. Imaging with electricity: report of the European concerted action on impedance tomography, *J. Med. Eng. Technol.*, 1997, vol 21, n°6, p 201-232.

BOUTIGNY J., GEORGES A. Le champ magnétique dans les milieux matériels. Paris : Vuibert Supérieur, 1996, 144 p.

CATALDO F. Effects of ultrasound on the electrolytic conductivity of simple halide salts, *J. Electroanal. Chem.*, 1997, vol 431, p 61-65.

CHENEY M., ISAACSON D. Distinguishability in impedance imaging, *IEEE Trans. on Biomed Eng.*, 1992, vol 39, n°8, p 852-860.

DEBYE P. A method for the determination of the mass of electrolytic ions, *J. Chem. Phys.*, 1933, vol 1, p 13-16.

ESTRELA J., MARQUES DE SA J.M., JOSSINET J. Classification of breast tissue by electrical impedance spectroscopy, *Med. Biol. Eng. Comput.*, 2000, vol 38, p 26-30.

FELEPPA E.J., ENNIS R.D., SCHIFF P.B., WUU C.S., KALISZ A., KETTERLING J., URBAN S., LIU T., FAIR W.R., PORTER C.R., GILLESPIE J.R. Spectrum-analysis and neural networks imaging to detect and treat prostate cancer, *Ultrasonic Imaging*, 2001, vol 23, p 135-146.

FOSTER K.R., SCHWAN H.P. Dielectric properties of tissues and biological materials: a critical review, *CRC Critical Reviews in Biomedical Engineering*, 1989, vol 17, n°1, p 25-104.

FOX F., HERZFELD K. F., ROCK G. D. The effect of ultrasonic waves on the conductivity of salt solutions, *Phys. Rev.*, 1946, vol 70, p 329-339.

FRICKE H., MORSE S. The electric capacity of tumors of the breast, *J. Cancer Res.*, 1926, vol 10, p 340-376.

FRY W. Electrical stimulation of brain localized without probes- Theoretical analysis of a proposed method, *J. Acoust. Soc. Am.*, 1968, vol 44, p 919-931.

GIRIUNENIE R., GARSKA E. The influence of ultrasound on electrical conductivity of water, *Ultragarsas*, 1997, vol 2, n°28, p 25-27.

JOSSINET J. Variability of impedivity in normal and pathological breast tissue, *Med. & Biol. Eng. & Comput.*, 1996, vol 34, p 346-350.

JOSSINET J., LAVANDIER B., CATHIGNOL D. The phenomenology of acousto-electric interaction signals in aqueous solutions of electrolytes, *Ultrasonics*, 1998, vol 36, p 607-613.

JOSSINET J., LAVANDIER B., CATHIGNOL D. Impedance modulation by pulsed ultrasound, *Ann. New-York Acad. Sci.*, 1999, vol 873, p 396-407.

JOSSINET J., SCHMITT M. A review of parameters for the bioelectrical characterization of breast tissue, *Ann. New-York Acad. Sci.*, 1999, vol 873, p 30-41.

KALLEL F., STAFFORD R.J., PRICE R.E., RIGHETTI R., OPHIR J., HAZLE J.D. The feasibility of elastographic visualization of HIFU-induced thermal lesions in soft tissues, *Ultrasound Med. Biol.*, 1999, vol 25, n°4, p 641-647.

LAVANDIER B., JOSSINET J., CATHIGNOL D. Quantitative assessment of ultrasound-induced resistance change in saline solution, *Med. Biol. Eng. Comput.*, 2000, vol 38, p 150-155.

MCADAMS E.T., JOSSINET J. Problems in equivalent circuit modelling of the electrical properties of biological tissues, *Bioelectr. and Bioenerg.*, 1996, vol 40, p 147-152.

MILLNER R., MÜLLER H.D. Zum Debye-Effekt in Iönenlösungen, *Ann. Phys.* , 1966, vol 17, n°3, p 160-165.

MORIMOTO T., KINOUCHI Y. et al. Measurement of the Electrical Bio-Impedance of breast tumors, *Eur. Surg. Res.*, 1990, vol 22, p 86-92.

RABAH H., PRIEUR G., ROUANE A., KOURTICHE D., HEDJIEDJ A., BARRITAULT L. Interaction des champs électriques et acoustiques: approche mathématique et premiers résultats expérimentaux pour une application éventuelle en stimulation transcutanée, *Innov. Tech. Biol. Méd.*, 1994, vol 15, p 49-59.

ROSENFELD E. H. Ultrasonic vibrational potentials in gels and preparations of biological tissue, *Ultrasound Med. Biol.*, 1992, vol 18, p 607-615.

STOY R.D., FOSTER K.R., SCHWAN H.P. Dielectric properties of mammalian tissues from 0.1 to 100 MHz: A summary of recent data, *Phys. Med. Biol.*, 1982, vol 27, p 501-513.

SEAGAR A.D., BARBER D.C., BROWN B.H. Theorical limits to sensitivity and resolution in impedance imaging, *Clin. Phys. Physiol. Meas.*, 1987, Suppl. A, vol 8, p 13-31.

SUROWIEC A.J., STUCHLY S.S., BARR J.R., SWARUP A. Dielectric properties of breast carcinoma and the surrounding tissues, *IEEE Trans. Biomed. Eng.,* 1988, vol 35, p 257-263.

THIJSSEN, J.M. Ultrasonic Tissue Characterization - Clinical achievements and technological potentials, Brussels : Stafleu's Scientific Publishing Company, 1980, 292 p.

WEN H., SHAH J., BALABAN R. S. Hall effect imaging, *IEEE Trans. on Biomed. Eng.*, 1998, vol 45, n°1, p 119-124.

ZANA R., YEAGER E. Ultrasonic vibration potentials and their use in the determination of ionic partial volumes, *J. Phys. Chem.*, 1967, vol 71, n°3, p 521-536.

II EQUATIONS FONDAMENTALES

II.1 Introduction

L'élément majeur de ce chapitre est la description du couplage acousto-magnétique. Les équations qui en découlent conditionnent la mesure et le traitement du signal d'interaction. Les équations relatives aux ultrasons sont issues de l'ouvrage de KINSLER et al (2000).

II.2 Définitions

II.2.1 Axes du système

Dans ce mémoire, le référentiel du laboratoire est Cartésien et orthonormé, les axes O_x, O_y et O_z formant un trièdre direct (Figure II-1). L'origine, O, des coordonnées dépend de l'application choisie. L'axe O_z est l'axe longitudinal de propagation des ondes de pression. L'axe O_x horizontal correspond à la direction d'application du champ magnétique. L'axe Oy vertical correspond à la direction principale de création du signal de couplage.

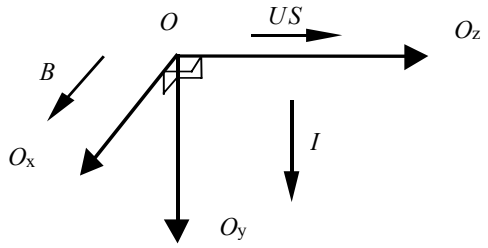

Figure II-1 : Repère orthonormé du système. Les ultrasons (US) se propagent selon Oz, le champ magnétique (B) est appliqué selon Ox et le signal de couplage (I) est créé selon Oy.

II.2.2 Déplacement particulaire

Le terme "élément de fluide" ou "particule de fluide" désigne un élément de volume du milieu de propagation, non attaché aux axes et capable d'osciller autour de sa position d'équilibre sous l'action des vibrations induites dans le milieu. La dimension d'un tel élément est supposée assez grande pour être continue avec le milieu environnant et suffisamment petite pour que toutes les variables puissent être considérées comme constantes à l'intérieur de l'élément.

La validité des équations présentées dans cet ouvrage est restreinte à l'approximation de petits mouvements autour de la position d'équilibre. La notion de

petits déplacements implique que la masse volumique, ρ, du fluide est uniforme, et que l'amplitude de la pression instantanée, p, est de petite amplitude par rapport à la valeur d'équilibre, p_0. Le déplacement particulaire, **a**, d'un élément de fluide autour de sa position d'équilibre est défini par :

$$\mathbf{a} = a_x\mathbf{x} + a_y\mathbf{y} + a_z\mathbf{z} \qquad \text{(II-1)}$$

où **x**, **y** et **z** sont les vecteurs unitaires respectivement dans les directions x, y et z. La vitesse particulaire, **v**, d'un élément de fluide est par définition égale à la dérivée par rapport au temps du déplacement particulaire, **a** :

$$\mathbf{v} = \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} \qquad \text{(II-2)}$$

II.3 Propagation des ultrasons

II.3.1 Conservation de la masse

Le bilan de la masse du fluide entrant et sortant par les faces d'un élément de volume fournit l'équation de conservation de la masse dans un milieu homogène :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\mathrm{div}(\rho\mathbf{v}) \qquad \text{(II-3)}$$

Cette équation est aussi appelée équation de continuité, car l'équation II-3 traduit une distribution continue de la masse dans le milieu. Dans l'approximation des petits mouvements (cf. section II.2.2), la masse volumique, ρ, du milieu est considérée uniforme et égale à ρ_0. L'équation de conservation de la masse II-3 devient :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho_0 \,\mathrm{div}\,\mathbf{v} \qquad \text{(II-4)}$$

II.3.2 Equation de la dynamique

Soit un élément de fluide non visqueux et se situant hors des sources de vibration. La résultante des forces qui s'exercent sur cet élément est égale à la force d'inertie de la masse de fluide considérée. C'est la forme linéaire de l'équation d'Euler :

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\mathbf{grad}\, p \qquad \text{(II-5)}$$

Le terme **grad** p, représentant la différence vectorielle de pression exercée sur un élément de fluide, est relié aux variations temporelles de la vitesse particulaire.

II.3.3 Compressibilité du fluide

Il existe une troisième relation entre p et ρ exprimant les propriétés du fluide :

$$\mathbf{grad}\ p = \frac{1}{\rho_0 \beta_S} \mathbf{grad}\ \rho \qquad \text{(II-6)}$$

où β_S est le coefficient de compressibilité adiabatique du milieu. Cette équation exprime la variation de volume d'un élément de fluide sous l'effet de la pression.

II.3.4 Célérité ultrasonore

Le terme $1/\beta_S\rho_0$ a la dimension d'une vitesse au carré. Par définition, il s'agit du carré de la célérité du son dans le milieu :

$$c_0^2 = \frac{1}{\rho_0 \beta_S} \qquad \text{(II-7)}$$

II.3.5 Equation de propagation

La combinaison des équations II-5, II-6 et II-7 donne l'équation linéaire de propagation sans perte d'une onde de pression dans un milieu de célérité c_0 :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c_0^2 \Delta p \qquad \text{(II-8)}$$

II.3.6 Onde plane progressive

Seule la propagation d'une onde plane progressive est considérée dans ce mémoire. Si la propagation a lieu selon l'axe O_z, comme indiqué à la section II.2.1, l'expression d'une onde plane et progressive est :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = c_0^2 \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \qquad \text{(II-9)}$$

II.3.7 Impédance acoustique

L'impédance acoustique spécifique du milieu, Z_0, est le rapport de la pression acoustique instantanée p à la vitesse particulaire v. D'après les équations II-3, II-4 et II-5, cette quantité se note :

$$Z_0 = \frac{p}{v} = \rho_0 c_0 \qquad \text{(II-10)}$$

La pression p et la vitesse particulaire v, dues au passage de l'onde plane, sont proportionnelles à tout instant et en tout endroit. Le facteur de proportionnalité Z_0 ne dépend que des grandeurs ρ_0 et c_0 caractéristiques du milieu.

II.3.8 Interfaces acoustiques

L'interface séparant deux milieux réfléchit partiellement une onde acoustique incidente. La Figure II-2 illustre ce phénomène pour une d'incidence normale. L'onde de pression incidente, p_i, se partage en une onde réfléchie, p_r, et une onde transmise, p_t. Le milieu initial de propagation possède une impédance acoustique $Z_1=\rho_1 c_1$ et le milieu de transmission une impédance acoustique $Z_2=\rho_2 c_2$.

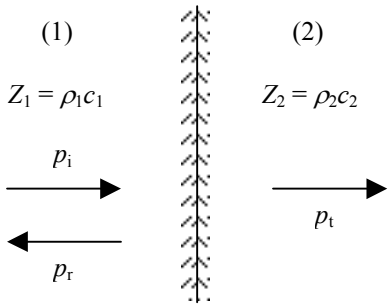

Figure II-2 : Pression transmise et réfléchie à l'interface plane entre milieux d'impédances acoustiques différentes.

Dans le cas d'une interface plane, les pressions sur les deux faces doivent être égales, ainsi que les composantes normales des vitesses particulaires. Ces conditions aux limites s'expriment par les deux équations suivantes :

$$p_i + p_r = p_t \qquad \text{(II-11)}$$

où p_i, p_r et p_t sont les amplitudes respectives de la pression incidente, réfléchie et transmise, et :

$$v_i + v_r = v_t \qquad \text{(II-12)}$$

où v_i, v_r et v_t sont les amplitudes respectives de la vitesse incidente, réfléchie et transmise. Le rapport des deux équations II-11 et II-12 donne

$$\frac{p_i + p_r}{v_i + v_r} = \frac{p_t}{v_t} \qquad \text{(II-13)}$$

rapport déterminant la continuité de la composante normale de l'impédance acoustique spécifique au niveau de la frontière entre les deux milieux.

Le coefficient, T, de pression transmise, p_t, par rapport à la pression incidente, p_i, s'obtient à partir des équations II-13 et II-10 :

$$T = \frac{p_t}{p_i} = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} \qquad \text{(II-14)}$$

Ce coefficient dépend des impédances acoustiques spécifiques des deux milieux et n'est valable que pour une onde plane d'incidence normale.

II.4 Entraînement des ions

Le fluide mis en mouvement par les ultrasons exerce des forces hydrodynamiques sur les ions présents dans la solution. On suppose que la force de friction est proportionnelle à la différence de vitesse, u_z-v_z, u_z étant la vitesse des ions et v_z la vitesse particulaire du fluide. L'équation de la dynamique s'écrit dans ce cas :

$$-\kappa(u_z - v_z) = m_S \frac{\partial u_z}{\partial t} \qquad \text{(II-15)}$$

où m_S est la masse de l'ion solvaté. La solvatation désigne le phénomène d'agglutination de molécules d'eau autour de l'ion par attraction coulombienne (ARNAUD, 1993). L'ion solvaté forme une particule plus volumineuse et plus massive que l'ion isolé, et présente alors des caractéristiques viscodynamiques différant de celles de l'ion. La Figure II-3 illustre ce phénomène :

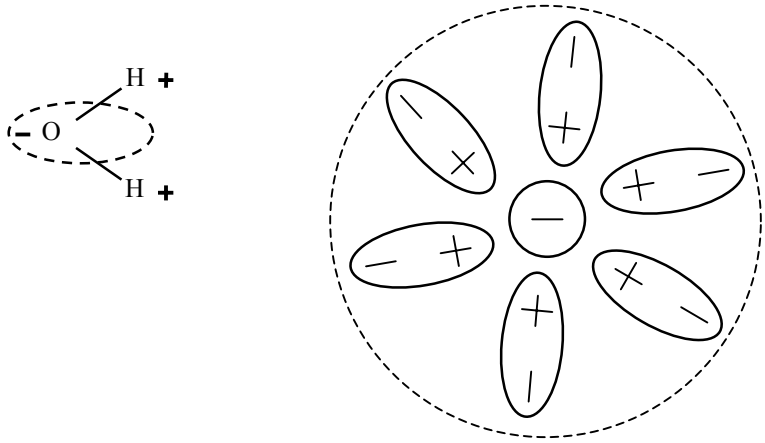

Figure II-3 : Solvatation : les molécules H_2O, polaires, s'agglutinent autour de l'ion. La figure de gauche représente le dipôle équivalent d'une molécule d'eau. A droite, un anion entouré de molécules d'eau, formant une particule totale de même charge mais plus grande.

Le coefficient κ de l'équation II-15 peut être déterminé à partir de la mobilité électrique d'un ion. Une particule de charge q, placée dans un fluide immobile et dans un champ électrique **E**, est soumise à une force électrique $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$. Elle atteint une vitesse limite qui dépend de la viscosité du milieu. A cette vitesse limite, la force motrice $q\mathbf{E}$ est égale à la force de frottement $\kappa\mathbf{v}$:

$$\kappa\mathbf{v} = q\mathbf{E} \qquad \text{(II-16)}$$

Pour un champ **E** unitaire, la vitesse limite est par définition la mobilité μ de la particule. Finalement, le coefficient de frottement, κ, d'un ion solvaté de charge q et de mobilité μ est égal à :

$$\kappa = \frac{q}{\mu} \qquad \text{(II-17)}$$

Par conséquent, l'équation II-15 peut être écrite sous la forme :

$$m_S \frac{\partial u_z}{\partial t} = -\frac{nq_e}{\mu}(u_z - v_z) \qquad \text{(II-18)}$$

où nq_e est la charge de l'ion et q_e la charge élémentaire (q_e = 1,602 10^{-19} C).
La constante de temps, τ, de l'équation II-18 est donnée par :

$$\tau = \frac{m_S \mu}{n q_e} \qquad \text{(II-19)}$$

La masse individuelle m_S d'un ion solvaté est égale à sa masse molaire M divisée par le nombre d'Avogadro N (N = 6,023 10^{23}). L'équation II-19 devient :

$$\tau = \frac{M\mu}{n\,\mathrm{N}\,q_e} = \frac{M\mu}{n\,\mathrm{F}} \qquad \text{(II-20)}$$

où F=N.q_e est la charge molaire (1 Faraday=96487 C.mol^{-1}), représentant la charge électrique contenue dans une mole de matière.

La solution complète de l'équation II-18 est de la forme $V_z\sin(\omega t+\psi).[1-\exp(-t/\tau)]$, τ étant donné par l'équation II-20. Le régime transitoire est de durée négligeable en raison de la faible valeur de τ (cf. exemple numérique ci-dessous). En régime permanent, et en supposant que le mouvement du fluide est sinusoïdal, la vitesse particulaire, v_z, en une position donnée est de la forme :

$$v_z = V_z \sin(\omega t) \qquad \text{(II-21)}$$

où V_z est l'amplitude maximale de la vitesse particulaire et ω la pulsation de l'onde.
D'après l'équation II-18, la vitesse d'un ion, u_z, est de la forme :

$$u_z = U_z \sin(\omega t + \psi) \qquad \text{(II-22)}$$

où U_z est l'amplitude maximale de la vitesse ionique telle que :

$$U_z = \frac{V_z}{\sqrt{1 + tg^2\psi}} \qquad \text{(II-23)}$$

avec ψ définie telle que :

$$tg\psi = \omega\tau \qquad \text{(II-24)}$$

<u>Exemple numérique</u> :

L'exemple numérique suivant permet d'apprécier la valeur du terme $\omega\tau = \omega M\mu/\mathrm{F}$ pour une solution électrolytique de chlorure de sodium. A la fréquence $f = \omega/2\pi$ de 1 MHz, avec M = 200, F ≅ 10^5, et μ = 5 10^{-8}, $\omega\tau$ vaut 0,6 10^{-3}, valeur très inférieure à 1.

La constante de temps, τ, est inférieure à une nanoseconde pour les électrolytes courants. Le produit $\omega\tau$ est donc négligeable aux fréquences ultrasonores utilisées (<10

MHz). En conséquence, la mise en mouvement des ions dans la solution est instantanée. Ils se déplacent à la vitesse du fluide mis en mouvement par l'onde de pression (équations II-22, II-23 et II-24).

Conclusion importante :

En régime sinusoïdal à la fréquence utilisée, le mouvement des ions en solution est identique au mouvement du fluide. Par la suite, la vitesse longitudinale des ions u_z sera prise égale à la vitesse particulaire ultrasonore v_z.

II.5 Couplage acousto-magnétique

La force de Lorentz est la somme de forces électriques et magnétiques exercées sur une particule électriquement chargée. En l'absence de champ électrique, la force de Lorentz se réduit à sa composante magnétique, $\mathbf{F}_L$, donnée par l'équation II-25 :

$$\mathbf{F}_L = q\,\mathbf{v} \wedge \mathbf{B} \qquad \text{(II-25)}$$

où q et $\mathbf{v}$ sont respectivement la charge et la vitesse de la particule, et $\mathbf{B}$ est l'induction magnétique. La force de Lorentz $\mathbf{F}_L$ s'exerce dans une direction perpendiculaire à la fois au vecteur vitesse, $\mathbf{v}$, et au vecteur champ magnétique, $\mathbf{B}$. Son amplitude est maximale lorsque ces vecteurs sont perpendiculaires.

Dans cette étude, les ions sont mis en mouvement longitudinalement selon l'axe de propagation O_z. Le champ magnétique est dirigé perpendiculairement à cette direction, selon l'axe O_x. Les ions sont alors déviés par la force de Lorentz selon la direction de l'axe O_y.

Dans un électrolyte, le mouvement d'un ion est ralenti par les frottements visqueux, supposés proportionnels à la vitesse différentielle. La relation entre la vitesse longitudinale d'un ion, imposée par les ultrasons, et la vitesse verticale induite par la force de Lorentz est donnée par l'équation de la dynamique :

$$\frac{m_S \mu}{n q_e} \frac{\partial u_y}{\partial t} + u_y = \mu . v_z . B_x \qquad \text{(II-26)}$$

où u_y est la composante de la vitesse d'un ion le long de l'axe O_y. Le terme $m_S\mu/nq_e$ représente la constante de temps, τ, de l'équation II-26, qui est identique à celle de l'équation II-18. La faible valeur de τ (cf. l'exemple numérique de la section II.4)

signifie que le régime transitoire de l'équation II-26 est de durée négligeable. Le régime permanent s'écrit :

$$u_y = \mu . v_z . B_x \qquad \text{(II-27)}$$

D'après cette équation, la vitesse instantanée verticale, u_y, d'un ion est égale au produit de sa mobilité, μ, et du terme d'excitation, $v_z B_x$, v_z étant la vitesse particulaire du milieu imposée par les ultrasons. Le mouvement d'un ion selon l'axe O_y est donc en phase avec son mouvement longitudinal selon l'axe O_z. En résumé, les ions sont mis en mouvement longitudinalement par les ultrasons et verticalement par la force de Lorentz.

II.6 Densité de courant

La force de Lorentz est proportionnelle à la charge q de la particule en mouvement. Les ions de signes contraires sont mis en mouvement dans des directions opposées. Par définition, cette séparation relative des charges décrit un courant électrique.

La densité de courant peut être déterminée en considérant un élément volumique cylindrique de section dS. Soit dt un intervalle de temps durant lequel une quantité de charges dQ traverse à la vitesse u_y la surface dS, choisie perpendiculaire au mouvement des ions.

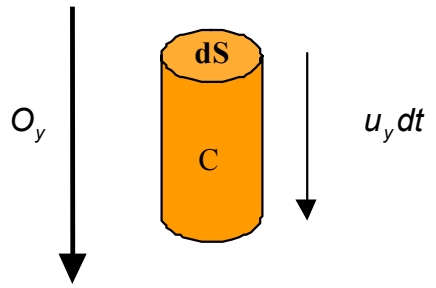

Figure II-4 : Mise en mouvement, à la vitesse u_y et selon l'axe O_y, d'une certaine quantité de charges dQ à travers l'élément de surface dS. Le milieu comporte une concentration de charges C.

Pour une population d'ions, de charge nq_e, et de concentration volumique C, la quantité de charges dQ est donnée par l'équation II-28 :

$$dQ = n\,\mathrm{F}\,C u_y dt dS \qquad \text{(II-28)}$$

où F est la charge molaire. En utilisant les équations II-27 et II-28, la densité de courant j_y, égale à dQ/dSdt, s'écrit :

$$j_y = n\mathrm{F}C\mu\, v_z B_x \qquad \text{(II-29)}$$

La densité de courant est d'autant plus grande qu'il y a plus de charges et qu'elles sont plus mobiles. En d'autres termes, la densité de courant est proportionnelle à la conductivité électrique, σ, du milieu. En effet, la conductivité électrique d'un milieu est égale au produit de la mobilité des charges, μ, et de leur concentration "équivalente", C_e : $\sigma = \mu C_e$. Pour une solution électrolytique contenant i différentes espèces d'ions, la conductivité électrique s'écrit (YAVORSKI et DETLAF, 1975) :

$$\sigma = \mathrm{F}\sum_i n_i C_i \mu_i \qquad \text{(II-30)}$$

où n_i, C_i et μ_i sont respectivement la charge, la concentration volumique et la mobilité de chaque espèce. D'après les équations II-29 et II-30, la densité de courant totale, j_y, créée par couplage acousto-magnétique s'écrit donc (MONTALIBET et al, 2001-b) :

$$j_y = \sigma\, v_z B_x \qquad \text{(II-31)}$$

L'équation II-31 est un cas particulier de l'expression de la loi d'ohm d'un milieu conducteur en déplacement dans un champ magnétique (BOUTIGNY et GEORGES, 1996), formulation également utilisée en magnétohydrodynamique (PANTELLINI, 2002) :

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) \qquad \text{(II-32)}$$

Dans notre cas, le champ électrique **E** est nul et seul le terme $\mathbf{v}\wedge\mathbf{B}$ subsiste, d'où l'expression II-31.

En résumé, en plus du mouvement longitudinal produit par l'onde acoustique, le couplage acousto-magnétique crée un <u>mouvement</u> supplémentaire des charges électriques (les ions, pour une solution) orthogonal à la propagation et au champ magnétique. Il s'agit donc d'un effet électromoteur. Le terme $v_z B_x$ est homogène à un champ électrique (V.m^{-1}), ce qui confirme que le couplage acousto-magnétique est une <u>force électromotrice</u> volumique engendrant une densité de courant au sein du milieu.

Le terme $v_z B_x$ dépend de l'excitation et des propriétés acoustiques du milieu. La densité de courant est obtenue par la conductivité électrique du milieu. Dans l'approche que nous présentons, le signal d'interaction est le courant macroscopique qui peut être

collecté au moyen d'électrodes de surface. L'amplitude et la signification de ce signal sont donc fonction de la géométrie du système milieu/électrodes. Dans cette étude, nous avons considéré principalement deux types de géométrie de ce système. Pour chaque type de géométrie, la constitution du signal, et par suite son traitement, sont différents.

Le premier modèle a été qualifié de "tubulaire". L'épaisseur et la largeur de l'élément volumique sont petites devant la longueur d'onde de la salve d'excitation et le diamètre de la tache focale. C'est un modèle unidimensionnel. Dans la zone d'interaction, la totalité de la matière du tube est alors soumise à un champ magnétique et à un champ ultrasonore uniformes. Toutes les charges présentent dans cette zone sont soumises à la même excitation. L'élément tubulaire peut être soit un tube de courant appartenant à un objet étendu, soit une simulation macroscopique représentée par un fil conducteur.

Le second modèle est le modèle appelé "volumique". Son épaisseur est étendue et non négligeable devant la longueur de la salve ultrasonore. Sa largeur est au moins égale au diamètre de la tache focale. La zone d'interaction ne couvre pas tout le volume et se déplace dans le milieu. Le signal est collecté à l'aide de grandes électrodes placées sur les faces de l'échantillon perpendiculaires à la densité de courant. L'amplitude du signal recueilli suit les variations du signal de couplage créé le long du trajet de la salve. Dans cette disposition, les ultrasons réalisent l'exploration du milieu le long de l'axe de propagation.

En raison de la distribution géométrique de l'excitation, la circulation du courant n'est pas uniformément verticale. Les lignes de courant dépendent de la distribution de l'excitation et des conditions aux limites. Il existe des chemins de bouclage du courant dans le milieu. En conséquence, les électrodes ne recueillent qu'une fraction du courant circulant dans le volume conducteur. Chacun de ces modèles conduit à des équations particulières exprimant la formation du signal mesuré.

II.7 Formation du signal

II.7.1 Modèle "tubulaire"

Le modèle tubulaire considère un élément filiforme soumis à une excitation uniforme dans sa dimension la plus petite. Il pourra s'agir soit d'un tube de courant au sein d'un volume conducteur, soit d'un fil de diamètre petit devant la longueur d'onde (Figure II-5).

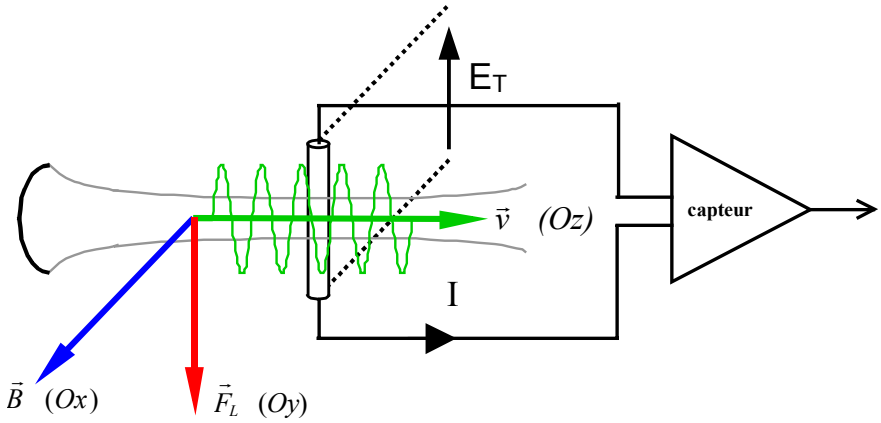

Figure II-5 : Le milieu étudié est modélisé par un tube de courant. Le schéma n'est pas à l'échelle, le diamètre du tube est petit par rapport à la longueur d'onde.

D'après l'équation II-31, le terme $v_z B_x$ représente le champ électromoteur mettant en mouvement les charges du milieu et y induisant une densité de courant volumique. Chaque élément, dy, du tube est le siège de l'excitation $v_z B_x(y)$, qui, ainsi qu'il a été montré, est une force électromotrice, notée ici e_n. Aux extrémités de la zone excitée du tube, la résultante E_T de ces f.e.m. est :

$$E_T = \int_L e_n dy = \int_L v_z B_x dy \qquad \text{(II-33)}$$

où L est la longueur du tronçon excité. Le même tronçon de ce tube présente une résistance R_T telle que :

$$R_T = \frac{1}{\sigma}\frac{L}{dS} \qquad \text{(II-34)}$$

où dS est la section du tube. La Figure II-6 montre le circuit équivalent d'un tube. En résumé, le tronçon filiforme excité est équivalent à un générateur de f.e.m. E_T et de résistance interne R_T. La valeur de E_T ne caractérise que les champs d'excitation, et en aucun cas le milieu. Toutefois, lorsque les charges s'écoulent dans une impédance faible, le courant I recueilli est une mesure indirecte de E_T, mesure faisant intervenir la valeur de la conductivité électrique du milieu σ.

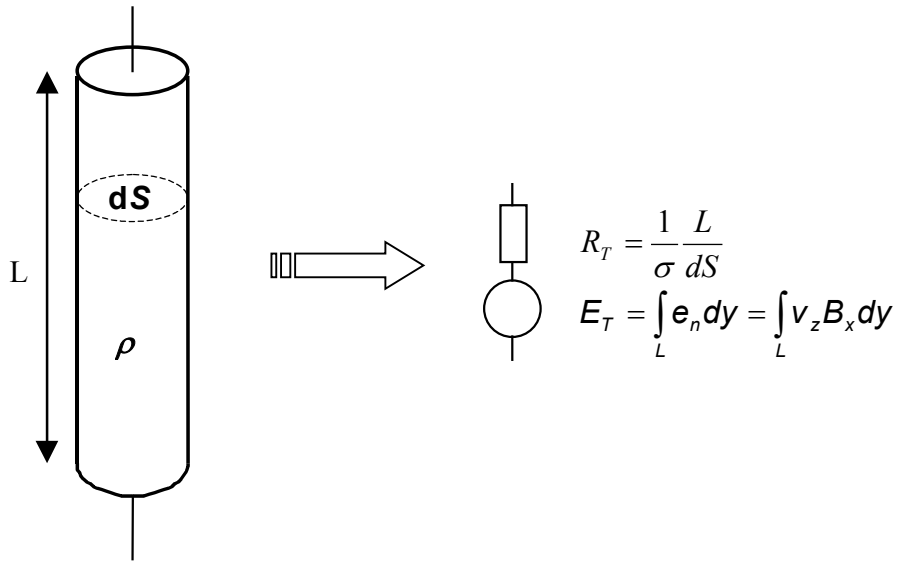

Figure II-6 : Modèle tubulaire équivalent à un générateur unique de f.e.m. totale E_T (E_{Tube}) et de résistance interne R_T (R_{Tube}).

II.7.2 Modèle "volumique"

Un milieu est considéré comme volumique lorsque son épaisseur est grande par rapport à la longueur d'onde ultrasonore. La zone d'interaction est délimitée par la taille du faisceau ultrasonore.

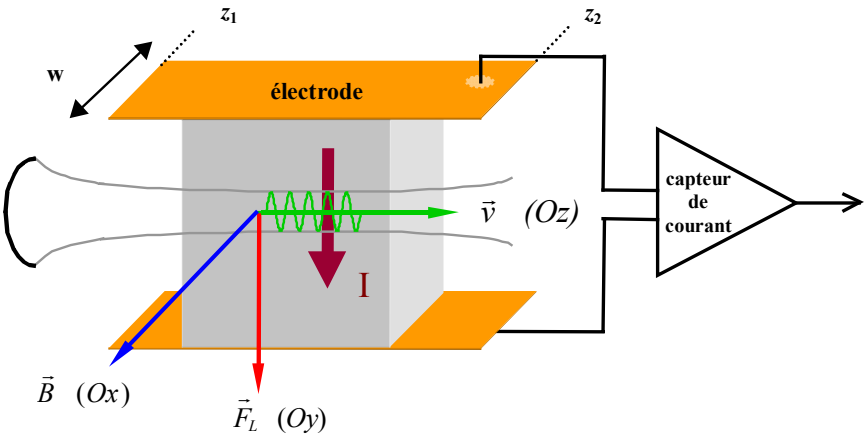

Figure II-7 : Configuration expérimentale utilisée lors de la modélisation du milieu par un volume parallélépipédique.

Le bloc gris de la Figure II-7 représente le milieu conducteur. La propagation d'une onde ultrasonore met en mouvement le milieu tout au long de son trajet dirigé selon O_z. La densité de courant d'interaction est parallèle à O_y. Le courant total d'interaction, I, est collecté au moyen d'une paire d'électrodes en contact avec les deux faces opposées et

perpendiculaires à O_y de l'échantillon. Les bords des électrodes se situent respectivement aux abscisses z_1 et z_2.

II.7.2.1 Formation du signal

Le courant collecté est l'intégrale de la densité de courant sur toute la surface des électrodes. Le courant élémentaire, di, traversant un élément de surface d'aire dS et perpendiculaire à l'axe O_y, découle de l'équation II-31 et s'écrit :

$$di = \sigma v_z B_x dS \qquad \text{(II-35)}$$

Dans ces conditions, le courant total collecté par les électrodes au temps t est par définition :

$$i(t) = \int_{z_1}^{z_2} \int_w j(t) dS \qquad \text{(II-36)}$$

L'exploration du milieu est donc selon l'axe O_z. On suppose que le système est invariant par translation le long de l'axe Ox, c'est à dire qu'on néglige la décroissance de pression radiale dans la zone de mesure. Alors, d'après les équations II-35 et II-36, le courant par unité de largeur, $i_w(t)$ (en A.m^{-1}), est donné par l'équation II-37 :

$$i_w(t) = \int_{z_1}^{z_2} \int_w j(t,z) dw dz = \int_{z_1}^{z_2} \sigma(z) v(t,z) B_x(z) dz \qquad \text{(II-37)}$$

En déduisant la vitesse particulaire, $v(t,z)$, de l'équation de la dynamique II-5, et en prenant son intégrale par rapport au temps, on obtient l'équation II-38 :

$$v(t,z) = -\frac{1}{\rho(z)} \int_{-\infty}^{t} \frac{\partial p(\tau,z)}{\partial z} d\tau \qquad \text{(II-38)}$$

En utilisant l'équation II-38, l'équation II-37 se transforme en l'équation II-39 :

$$i_w(t) = \int_{z_1}^{z_2} -\frac{\sigma(z)}{\rho(z)} B_x(z) \int_{-\infty}^{t} \frac{\partial p(\tau,z)}{\partial z} d\tau \, dz \qquad \text{(II-39)}$$

L'intégration par parties de l'équation II-39 donne l'équation II-40 :

$$i_w(t) = \left[-\frac{\sigma(z)}{\rho(z)} B_x(z) \int_{-\infty}^{t} p(\tau,z) d\tau \right]_{z_1}^{z_2} + \int_{z_1}^{z_2} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\sigma(z)}{\rho(z)} B_x(z) \right) \int_{-\infty}^{t} p(\tau,z) d\tau \right\} dz \qquad \text{(II-40)}$$

Le premier terme du second membre de l'équation II-40 représente l'effet de bords. Ce terme est identiquement nul, sauf lorsque la salve ultrasonore passe un bord des électrodes.

II.7.2.2 Paramètre acousto-magnétique

Le second terme du second membre de l'équation II-40 est lié à la structure interne du milieu étudié et à la distribution de l'excitation $B_x(z)$. Ce terme fournit l'équation II-41 :

$$k(z) = \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\sigma(z)}{\rho(z)} B_x(z)\right) = \frac{\partial}{\partial z}\left(A(z) B_x(z)\right) \qquad \text{(II-41)}$$

où le rapport $A(z)$ caractérise le milieu, avec $A(z)$ donné par :

$$A(z) = \frac{\sigma(z)}{\rho(z)} \qquad \text{(II-42)}$$

L'induction magnétique appliquée $B_x(z)$ est connue.

L'équation II-41 montre que le signal de couplage dépend :

- de l'excitation magnétique appliquée, B_x,
- de la conductivité électrique, σ,
- de la masse volumique, ρ, du milieu.

Si l'excitation magnétique et la masse volumique du milieu sont uniformes, alors $k(z)$ représente le gradient de conductivité le long de l'axe de propagation.

II.7.2.3 Produit de convolution

Avec l'hypothèse que, dans la zone de mesure, l'onde ultrasonore est progressive, la pression est fonction de la variable t-z/c, où c est la vitesse de propagation de l'onde dans un milieu donné. L'intégrale de la pression peut être remplacée par une fonction $g(t\text{-}z/c)$ définie par l'équation II-43 :

$$\int_{-\infty}^{t} p(\tau, z) d\tau = \int_{-\infty}^{t} p(\tau - \frac{z}{c}) d\tau = g(t - \frac{z}{c}) \qquad \text{(II-43)}$$

En utilisant l'équation II-43, l'expression du courant $i_w(t)$ est :

$$i_w(t) = \int_{z_1}^{z_2} k(z) g(t - \frac{z}{c}) \partial z \qquad \text{(II-44)}$$

En réalisant les changements de variables suivants :

$$\tau = z/c \text{ et } h(\tau) = k(c\tau) \qquad \text{(II-45)}$$

l'équation II-44 peut être écrite sous la forme de l'équation II-46 :

$$i_w(t) = c\int_{\tau_1}^{\tau_2} h(\tau)g(t-\tau)\partial\tau \qquad \text{(II-46)}$$

Formellement, au coefficient c près, cette équation a la structure d'un produit de convolution (MONTALIBET et al, 2001-a).

Le terme c permet de passer du domaine temporel au domaine spatial. C'est la base des mesures ultrasonores réalisées en échographie. L'hypothèse est ici faite que cette vitesse de propagation est considérée constante durant tout le parcours des ultrasons au sein du milieu. Cette approximation n'est pas toujours applicable car des distorsions du signal peuvent apparaître. Ce problème est discuté à la section V.4.2.

L'équation II-46 permet d'envisager des méthodes de traitement du signal $i_w(t)$ et d'extraction du gradient de conductivité contenu dans le terme $h(\tau)$. Ces méthodes sont décrites en détail au chapitre IV.

II.8 Résumé du chapitre

Les ions du milieu, par l'intermédiaire des frottements visqueux, suivent le mouvement du fluide imposé par les ultrasons. L'application simultanée d'un champ magnétique crée une force électromotrice qui met en mouvement les charges de signes contraires dans des directions opposées. Ceci engendre une densité volumique de courant. Dans notre méthode, le courant créé est recueilli par des électrodes de surfaces, reliées à un capteur de grande admittance d'entrée. Le signal de couplage mesuré dépend de la configuration géométrique de l'échantillon. Pour le modèle "tubulaire", le circuit équivalent est une f.e.m. en série avec la résistance du tube. Le courant généré par cette f.e.m. est proportionnel à la conductivité du milieu. Pour le modèle "volumique", le courant mesuré résulte du produit de convolution de la salve ultrasonore et du gradient de conductivité rencontré le long de l'axe de propagation.

II.9 Bibliographie

ARNAUD P. Cours de chimie physique. 3ème édition. Paris : Dunod, 1993, 531 p.

BOUTIGNY J., GEORGES A. Le champ magnétique dans les milieux matériels. Paris : Vuibert Supérieur, 1996, 144 p.

KINSLER L.E, FREY A.R., COPPENS A.B., SANDERS J.V. *Fundamentals of Acoustics, Fourth Edition*. New York : John Wiley & Sons, 2000, 548 p.

MONTALIBET A., JOSSINET J., MATIAS A. Scanning Electric Conductivity Gradients with Ultrasonically-Induced Lorentz Force, *Ultrasonic Imaging*, 2001-a, vol 23, p 117-132.

MONTALIBET A., JOSSINET J., MATIAS A., CATHIGNOL D. Electric current generated by ultrasonically induced Lorentz force in biological media, *Med. Biol. Eng. Comput.*, 2001-b, vol 39, p 15-20.

PANTELLINI F. La magnétohydrodynamique **[en ligne]**. Disponible sur : <http://despa.obspm.fr/~pantelli/JUSSIEU/HTML/mhd/mhd.html> (consulté le 20.11.2002).

YAVORSKI B., DETLAF A. Aide-mémoire de physique. Moscou : Ed. Mir, 1975, p 402-415.

III MATERIEL ET METHODES

III.1 Système complet

Les expérimentations ont été effectuées dans une cuve dite "principale" en Plexiglas. Le transducteur était alimenté par un générateur de signaux et un amplificateur de puissance. Les différents supports d'échantillons, l'applicateur magnétique et le transducteur étaient immergés dans la cuve principale. La Figure III-1 montre le générateur de signaux, l'amplificateur et la cuve principale :

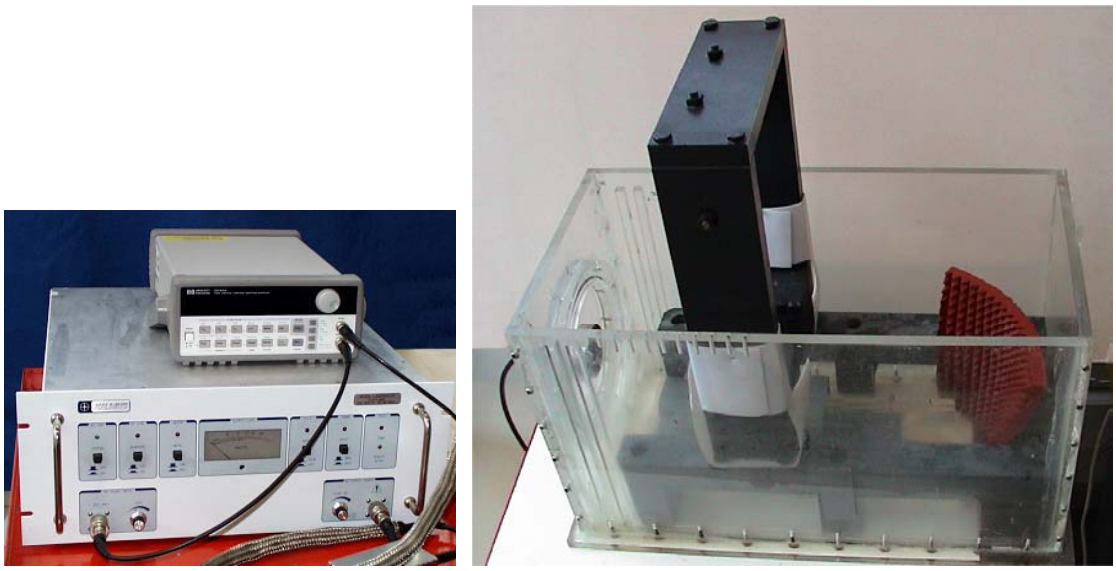

Figure III-1 : A gauche : générateur de signaux HP 33120A et amplificateur Kalmus 200 W. A droite : cuve principale avec l'applicateur magnétique et le transducteur.

La Figure III-2 est une vue détaillée de la cuve principale. On y voit l'applicateur magnétique, le transducteur, le support de la chambre de mesure et l'absorbant.

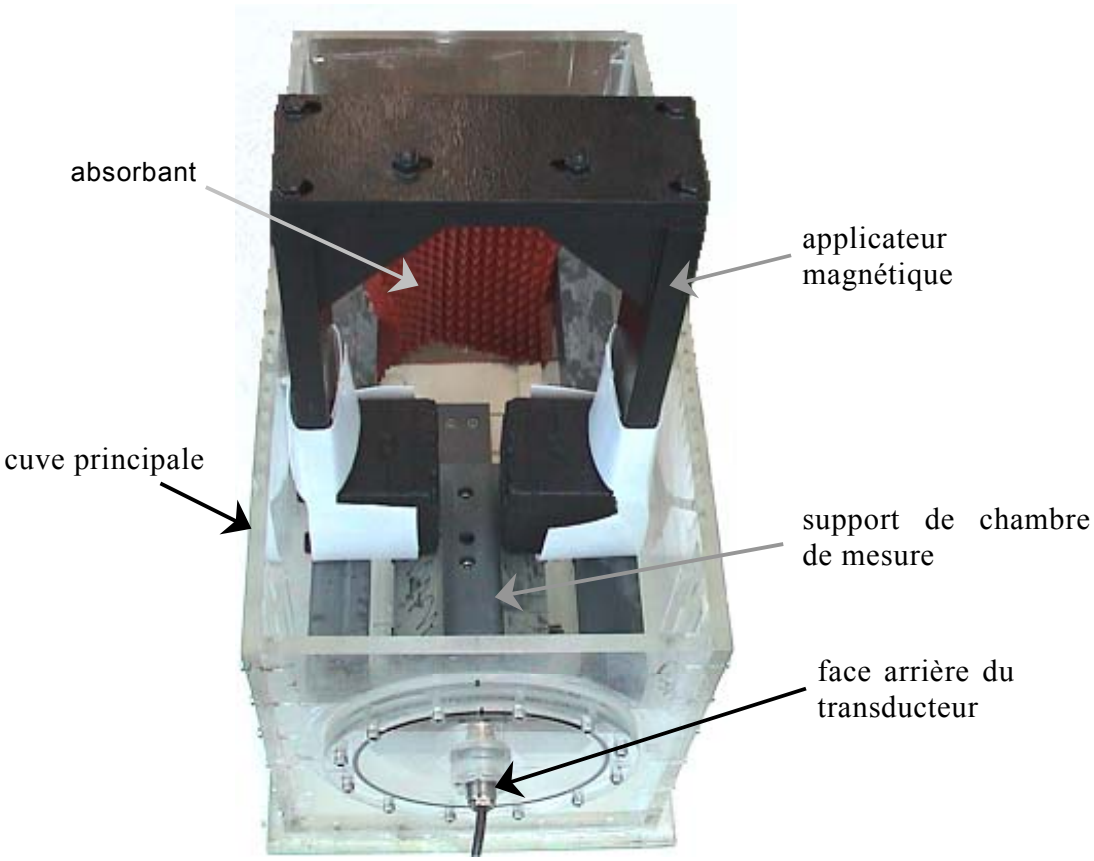

Figure III-2 : Vue de dessus de la cuve principale.

III.2 Génération des ultrasons

III.2.1 Cahier des charges

Nous avons choisi d'appliquer un champ ultrasonore focalisé et pulsé. La focalisation a permis de travailler sur une zone réduite (environ 1 cm²). L'utilisation du mode pulsé évitait que les rayonnements électromagnétiques générés à l'émission des ultrasons ne viennent saturer l'instrumentation au moment de la mesure. La fréquence de travail a été fixée à 500 kHz pour limiter l'absorption des ultrasons par les tissus biologiques, cette absorption étant de l'ordre de 1 dB/cm/MHz pour les tissus du corps humain (WELLS, 1977). Le nombre de cycles sinusoïdaux pouvait varier entre 1 et 20.

III.2.2 Instrumentation

- Générateur de signaux

Le générateur de fonction programmable Hewlett-Packard HP 33120A fournissait des salves sinusoïdales à la fréquence de 500 kHz.

- Amplificateur de puissance

L'excitation du transducteur était assurée par un amplificateur large bande (0,5 à 100 MHz) Kalmus LA200HCE présentant un gain maximum de 50 dB et une puissance de sortie de 200 W sous 50 ohms pour 1 volt en entrée.

III.2.3 Transducteur ultrasonore

III.2.3.1 Caractéristiques techniques

Le transducteur choisi devait générer des signaux pulsés, de manière focalisée et à la fréquence de 500 kHz. Un modèle de transducteur utilisé au laboratoire répondait à ces spécifications. Son diamètre était de 50 mm et son rayon de courbure de 210 mm. L'élément actif du transducteur était un disque en matériau piézo-céramique P1-60 de la société Quartz & Silice. Une lame de Stycast® 2651 MM sur la face avant assurait l'adaptation quart d'onde. Le transducteur comprenait un amortisseur (backing) à air.

III.2.3.2 Adaptation d'impédance électrique

L'adaptation d'impédance à 50 Ω du transducteur a été réalisée à l'aide des mesures obtenues au moyen d'un analyseur vectoriel (LCR-meter Hewlett Packard) couplé à un logiciel spécialisé développé au laboratoire (logiciel Bamba). Ce logiciel permet de calculer la capacitance d'un transducteur à partir de sa réponse en fréquence. La compensation de cette capacitance s'effectue au moyen d'une inductance réalisée à l'aide d'un noyau de ferrite torique autour duquel étaient bobinés deux fils de Litz (fil à brins isolés). Les paramètres de ce transformateur sont également fournis par le logiciel Bamba.

III.2.3.3 Champ de pression

Le champ de pression généré par le transducteur 500 kHz décrit ci-dessus a été mesuré au moyen d'un hydrophone à membrane PVDF (GEC-Marconi Type Y-33-7611), dont l'élément actif avait un diamètre de 1 mm. L'incertitude sur la mesure était de 7% (données fabricant). Un banc de mesure automatisé 3 axes MicroContrôle permettait une précision du positionnement de l'hydrophone de 10 µm sur chaque axe.

La pression crête maximale obtenue était de 1,5 MPa. La distribution de pression longitudinale est représentée sur la Figure III-3, et la distribution de pression latérale au à z=125 mm est représentée sur la Figure III-4.

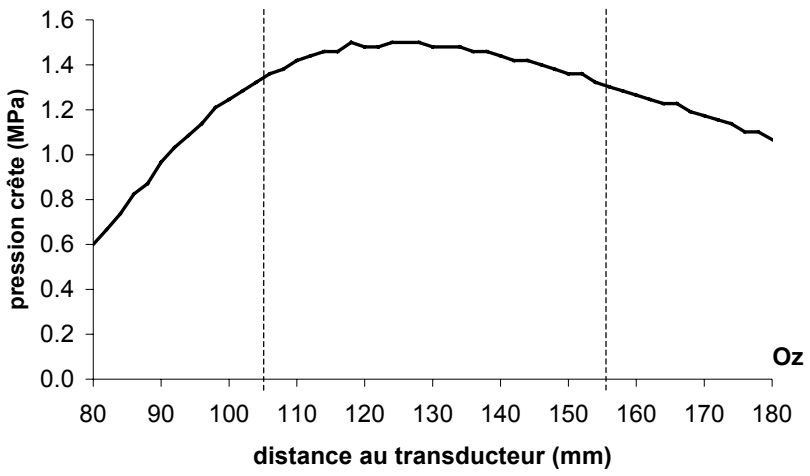

Figure III-3 : Distribution longitudinale de la pression. Le maximum de pression se situe à une distance de 125 mm du transducteur. Les traits pointillés délimitent la zone où le faisceau a un diamètre inférieur à 1 cm.

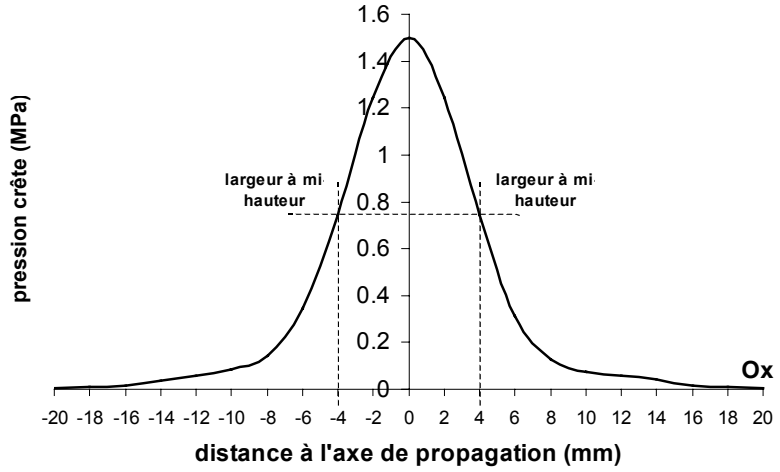

Figure III-4 : Distribution latérale de la pression à 125 mm du transducteur. La largeur du faisceau est de 8 mm à mi-hauteur.

D'après le relevé de la Figure III-3, le maximum de pression est obtenu à 125 mm et non à 210 mm, valeur du rayon de courbure. Ce phénomène est lié aux phénomènes de diffraction se produisant à la périphérie du transducteur (WELLS, 1977). Le faisceau ultrasonore est considéré cylindrique, d'un diamètre inférieur à 1 cm, pour une distance au transducteur comprise entre 105 mm et 155 mm. La Figure III-4 montre que la largeur à mi-hauteur du faisceau est de 8 mm, pour une distance au transducteur de 125 mm.

III.3 Applicateur de champ magnétique

III.3.1 Cahier des charges

III.3.1.1 Champ permanent uniforme

Une étape essentielle de cette étude a été la réalisation d'un applicateur de champ magnétique d'intensité approchant le tesla. L'équation II-31 n'implique aucune condition sur le champ magnétique B. La production d'un champ intense et variable, surtout à haute fréquence, présentait des difficultés techniques considérables. L'obtention d'un champ variable de forte intensité aurait nécessité des bobines parcourues par un courant très intense. Le coût, la complexité de mise en œuvre et le faible rendement d'un électro-aimant rendaient rédhibitoire son utilisation (travail en milieux aqueux et parasites électromagnétiques générés par l'alimentation de l'aimant). En conséquence, l'option du champ constant produit par des aimants permanents a été retenue dès le début de l'étude.

III.3.1.2 Largeur de l'entrefer

Le volume d'étude devait être suffisamment grand pour pouvoir insérer entre les pôles de l'aimant un flacon de culture de 45x30x110 cm^3 (type FALCON T25 3014) pour d'éventuelles études sur des cultures de cellules.

L'application d'ultrasons en présence d'aimant renvoie aussi à un problème de géométrie de l'ensemble du dispositif. La condition essentielle était que les pôles devaient perturber le moins possible la focalisation du faisceau ultrasonore (cf. chapitre III.3.1.5 ci-dessous).

III.3.1.3 Encombrement

L'aimant devait pouvoir être placé dans une cuve à ultrasons et manipulé manuellement. L'application ou non du champ magnétique devait pouvoir être réalisée commodément. L'encombrement a donc été pris en compte dans le choix des matériaux utilisés et les dimensions de l'applicateur.

III.3.1.4 Choix des matériaux

- Aimants

L'encombrement réduit, la forte intensité magnétique requise et l'uniformité du champ à appliquer ont conduit à choisir un matériau magnétique à fort champ rémanent. Actuellement, les matériaux en terres rares fournissent les valeurs d'induction les plus

élevées. Leur fort champ coercitif permet d'éviter toute désaimantation accidentelle lors de leur manipulation.

- Circuit magnétique

Un circuit magnétique en acier doux permet d'assurer le bouclage des lignes de champ, afin d'éviter les fuites et donc de gagner en intensité de champ à l'entrefer. Pour cela, le matériau composant le circuit doit être choisi suffisamment épais et doit présenter une perméabilité la plus élevée possible, afin de diminuer au maximum la réluctance du circuit magnétique complet. Les aciers doux présentent les caractéristiques requises.

III.3.1.5 Dimensionnement

- Champ B théorique

L'aimant est supposé cylindrique, comme indiqué sur la Figure III-5 :

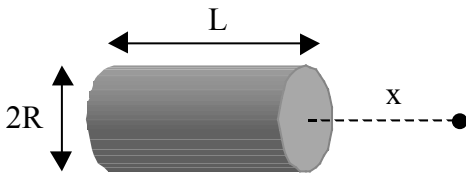

Figure III-5 : Aimant cylindrique. Le calcul du champ s'effectue sur l'axe de symétrie, à la distance *x* de la surface de l'aimant.

où L est la longueur du barreau, R son rayon et x la distance par rapport à la surface de l'aimant, sur l'axe de symétrie. Le calcul de l'intensité résultante $B(x)$ en un point situé à une distance x sur l'axe de symétrie de l'aimant est donné par la formule III-1 (Catalogue d'aimants de la société BINDER MAGNETIC) :

$$B(x) = \frac{B_r}{2}\left[\frac{L+x}{\sqrt{R^2+(L+x)^2}} - \frac{x}{\sqrt{R^2+x^2}}\right] \qquad \text{(III-1)}$$

où B_r est la valeur de l'induction rémanente du matériau. Pour un aimant de section carrée a^2, l'équivalent du rayon R peut être obtenu par égalisation des surfaces du carré et du disque fictif, et est donné par la relation :

$$R = \sqrt{\frac{a^2}{\pi}} \qquad \text{(III-2)}$$

L'équation III-2 a été systématiquement utilisée pour l'expression de R dans l'équation III-1 car les aimants utilisés étaient de section carrée.

L'induction délivrée par un seul aimant était 2 à 3 fois plus faible que celle pouvant être obtenue en faisant intervenir plusieurs aimants et/ou un circuit magnétique. Les différentes configurations étudiées étaient les suivantes :

- Un seul aimant par pôle

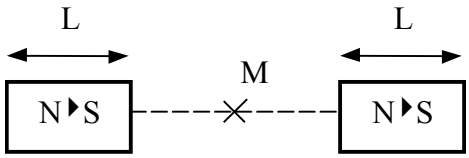

Figure III-6 : Configuration à un aimant par pôle. "N>S" représente le sens du champ magnétique de chaque aimant. M est le point milieu situé sur l'axe des pôles. L est la longueur d'un aimant.

C'est la configuration de base donnant une valeur de champ B de référence permettant la comparaison avec les améliorations décrites ci-dessous. Les valeurs de B fournies par chacun des pôles sont additionnées vectoriellement. Le champ résultant est simplement doublé au point milieu M entre les aimants. L'utilisation d'un circuit magnétique améliore le champ dans l'entrefer, par diminution de la réluctance totale du circuit magnétique.

- Ajout d'un circuit magnétique de fermeture

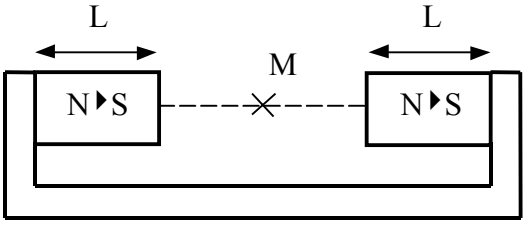

Figure III-7 : Configuration avec les aimants reliés par un circuit magnétique.

Lorsque les aimants sont reliés par un circuit de fermeture en acier doux, la valeur de B est comme précédemment multipliée par deux au point M et, dans l'équation III-1, la valeur L est remplacée par $2L$. L'épaisseur de ce circuit magnétique ainsi créé doit être

dimensionnée de façon à ce qu'il n'y ait aucune saturation. Une autre façon d'augmenter la valeur de *B* est l'utilisation de plusieurs aimants.

- Deux aimants par pôle

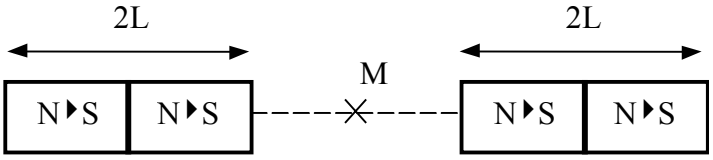

Figure III-8 : Configuration à deux aimants par pôle.

L'utilisation de deux aimants par pôle apporte un gain important de champ par rapport à la configuration à un seul aimant par pole, tout en conservant un encombrement acceptable. Cela revient à avoir un aimant deux fois plus long. Dans la formule III-1, on remplace donc *L* par *2L*.

- Conclusions

La Figure III-9 montre les valeurs de champ magnétique, *B*, calculées à partir des équations III-1 et III-2 et situées sur l'axe, pour les différentes configurations proposées.

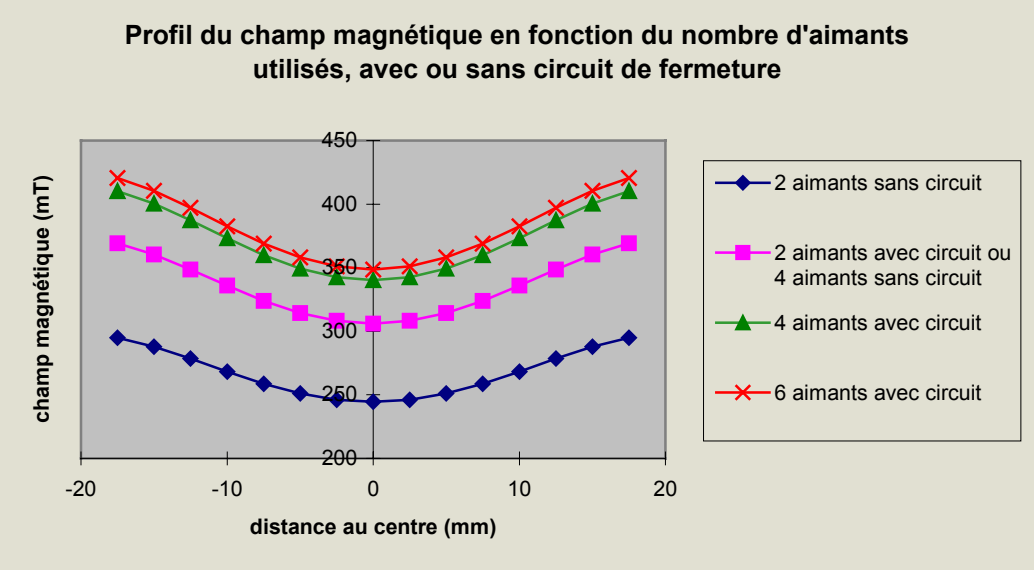

Figure III-9 : Valeurs théoriques du champ magnétique, calculées sur l'axe entre pôles et pour différentes configurations.

L'utilisation de quatre aimants apporte une nette amélioration par rapport à la configuration à deux aimants. Le gain de champ utile est de 25%. Cette configuration à quatre aimants donne les mêmes valeurs de champ que celle avec seulement deux

aimants plus le circuit magnétique. Rajouter un circuit à une configuration à quatre aimants augmente l'intensité du champ d'environ encore 10%.

Le graphe montre une courbe supplémentaire correspondant à une configuration à six aimants avec circuit. Dans ce cas, l'augmentation résultante du champ magnétique n'est relativement pas très importante, alors que l'encombrement du dispositif augmente beaucoup.

La configuration retenue est celle alliant deux aimants par pôle, avec un circuit magnétique en forme de "U". L'utilité de ce circuit est double : premièrement, il réduit les fuites de champ et contribue ainsi à l'augmentation du champ dans l'entrefer. Deuxièmement, il sert de bâti, maintenant l'écartement fixe entre les aimants. Il faut noter que la valeur élevée de l'induction produit des forces d'attraction entre aimants impossibles à maîtriser manuellement.

- Contraintes géométriques liées à la focalisation du champ ultrasonore

Les pôles de l'aimant devaient engendrer le moins de perturbation possible au niveau de la propagation de l'onde ultrasonore jusqu'à la zone focale. Vu de dessus, la configuration limite pour laquelle il a été admis que le champ de pression n'est pas perturbé par les pôles de l'aimant est représentée dans la Figure III-10 :

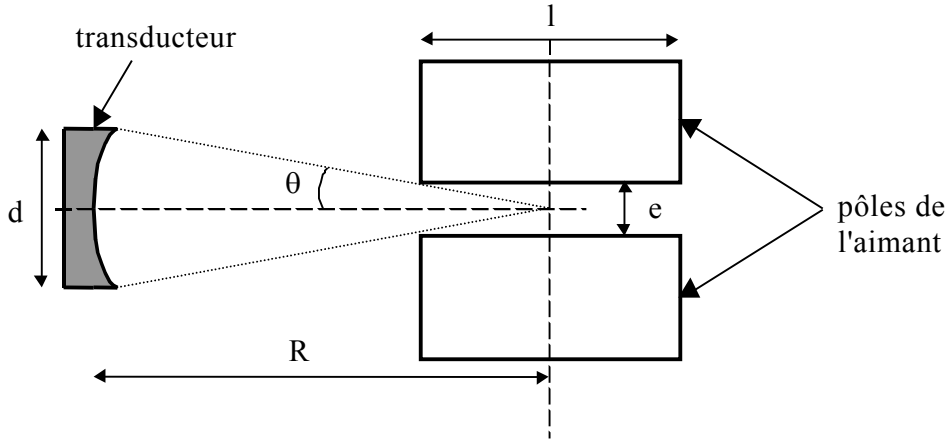

Figure III-10 : Configuration limite pour laquelle le champ de pression n'est pas perturbé par les pôles de l'aimant.

D'après cette configuration, on peut établir que :

$$\tan\theta = \frac{d/2}{R} = \frac{e/2}{l/2} \qquad \text{(III-3)}$$

où θ est l'angle d'ouverture du transducteur, d son diamètre, R la distance au maximum de pression (et non le rayon de courbure : cf. III.2.3.3); l est la largeur d'un pôle de l'aimant et e la largeur de l'entrefer. Cela indique la valeur minimale de la largeur d'entrefer e de l'équation III-3 :

$$e \geq \frac{d \cdot l}{2R} \qquad \text{(III-4)}$$

D'après l'équation III-4, pour le transducteur utilisé, l'entrefer e doit être supérieur à 32 mm, ce qui est compatible avec le cahier des charges établi (cf. chapitre III.3.1.2).

III.3.2 Réalisation

III.3.2.1 Matériaux et dimensions

- Aimants

Les aimants utilisés étaient formés de matériau référencé BM35 et distribué par l'entreprise BLS Magnet. Ce matériau est un composé terres rares de Néodyme-Fer-Bore (NdFeB) et comporte une rémanence interne supérieure à 1 200 mT. Le tableau ci-dessous en présente les caractéristiques détaillées :

Tableau III-1 : Caractéristiques du matériau BM35

Rémanence mT		**Intensité du champ coercitif -HcB kA/m**		**Intensité du champ coercitif intrinsèque -HcJ kA/m**	**Produit énergétique (B-H)max Kj/m^3**		**Température maximum de fonctionnement °C**
Min	**Typ**	**Min**	**Typ**		**Min**	**Typ**	
1 170	**1 210**	**860**	**892**	**≥ 955**	**33**	**35**	**≤ 80**

Les aimants utilisés étaient des parallélépipèdes de section carrée (50x50 mm^2) et de 30 mm d'épaisseur.

- Circuit magnétique

Le matériau utilisé pour le circuit de fermeture était de l'acier doux A42 de perméabilité magnétique relative $\mu_r = 1\,000$. Ce matériau présente une rigidité mécanique supportant les forces d'attraction entre aimants et sert de bâti à l'ensemble de l'applicateur.

- Dimensions

L'épaisseur du circuit magnétique, et donc du bâti, était de 20 mm. Les dimensions de l'applicateur étaient 80 x 225 x 370 mm. La largeur de l'entrefer était de 45 mm, valeur satisfaisant au cahier des charges. Les cotes des différentes parties du montage sont reportées sur la Figure III-11 :

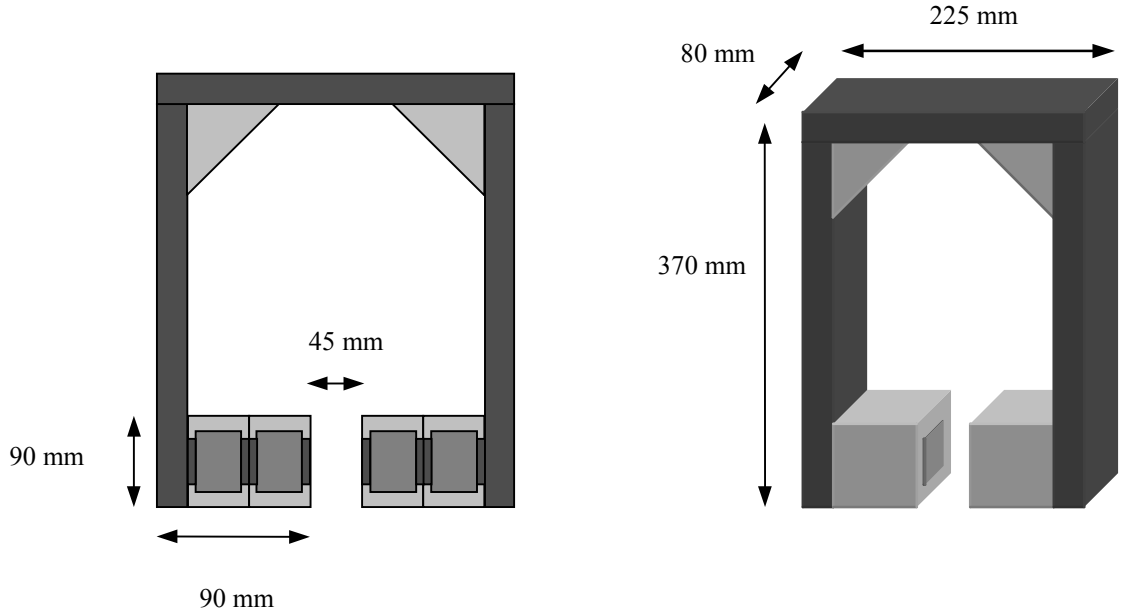

Figure III-11 : Dimensions de l'applicateur de champ magnétique. Le circuit magnétique, en foncé, est constitué d'acier doux et comprend le bâti et les plaques de continuité du champ. Les blocs en gris moins foncé représentent les aimants. Les parties très claires représentent les éléments de maintien des différentes parties entre elles, et sont réalisées en aluminium, métal amagnétique.

III.3.2.2 Assemblage des aimants

Chaque pôle de l'aimant final était composé de deux aimants individuels assemblés en série. Compte tenu de l'énorme force d'attraction que les aimants de ce type exerçaient entre eux, un protocole d'assemblage particulier a été créé afin de réaliser le montage de manière sécurisée. Chacun des aimants était maintenu par un mors en aluminium, réalisant une cage de maintient préalablement percée de trous permettant la mise en regard des aimants à l'aide de tiges métalliques. Chaque mors était aussi percé de trous taraudés et, par un système imitant celui d'un étau à vis, les aimants étaient positionnés l'un sur l'autre avec précision et sans danger.

III.3.2.3 Continuité du circuit magnétique

L'épaisseur du mors de maintien de chaque aimant (tôle d'aluminium de 2 mm d'épais) présentait l'inconvénient d'introduire une distance entre les aimants des pôles ainsi qu'entre les aimants et le bâti. Afin d'assurer la continuité des lignes du champ magnétique et pour ne pas augmenter la réluctance par des entrefers indésirables, des plaques d'acier doux, du même matériau que celui du bâti, ont été insérées entre les aimants. Des lumières prévues à cet effet avaient été réalisées dans les mors en aluminium.

III.3.2.4 Protections anticorrosion et anti-chocs

L'applicateur final devant être utilisé dans l'eau pour des raisons de propagation des ultrasons, il était nécessaire de le protéger contre la corrosion. L'ensemble des partie en acier a subi un traitement antirouille. L'applicateur a été recouvert de plusieurs couches de peinture, assurant ainsi l'étanchéité du système. Une couverture de PTFE protégeait l'applicateur contre les chocs et les frottements liés aux déplacements, et facilitait ces mêmes déplacements en améliorant le glissement. La Figure III-12 représente l'applicateur finalisé (MONTALIBET et al, 2000) :

Figure III-12 : Applicateur magnétique finalisé.

III.3.2.5 Modèles factices non magnétiques

Deux modèles factices de l'aimant ont été réalisés aux même dimensions que l'aimant original avec des matériaux non magnétiques. Le premier était constitué du même acier doux utilisé pour le bâti de l'aimant. Le second était réalisé en PVC. L'expérience a confirmé que le faisceau ultrasonore n'était pas perturbé par la présence

de l'aimant ou de l'un de ses modèles. Le modèle en acier a permis de vérifier que le signal mesuré était bien lié à la présence du champ magnétique, et non à un artefact éventuellement produit par la présence de pièces métalliques massives.

III.3.3 Topographie du champ

La distribution du champ dans l'entrefer a été mesurée en trois dimensions. Les mesures ont été réalisées en associant un gaussmètre étalonné (F.W. Bell modèle 9200 + sonde type 1X, 2 mT à 2 T) et un banc de déplacements automatisé Micro-Contrôle. Le champ magnétique a été exploré en 14 plans séparés de 3 mm et parallèles aux pôles de l'aimant. Chaque plan comprend 21x25 points de mesure séparés de 4 mm le long de l'axe Oy et de 4,16 mm le long de l'axe Oz. (Fig. 5). La totalité du volume de l'entrefer a été ainsi cartographiée et les résultats ont été rassemblés sous forme de matrice 3D. La Figure III-13 représente une coupe (un quartier) réalisée au centre de l'entrefer :

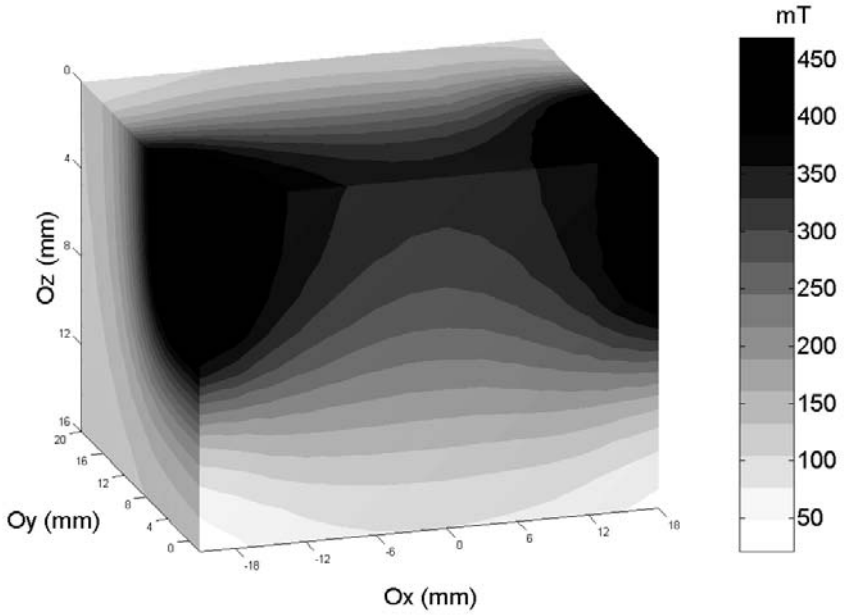

Figure III-13 : Vue en coupe de l'induction magnétique dans l'entrefer.

Le profil d'induction magnétique entre les pôles, selon l'axe latéral O_x et selon l'axe de propagation O_z, est représenté dans la Figure III-14 et la Figure III-15 respectivement.

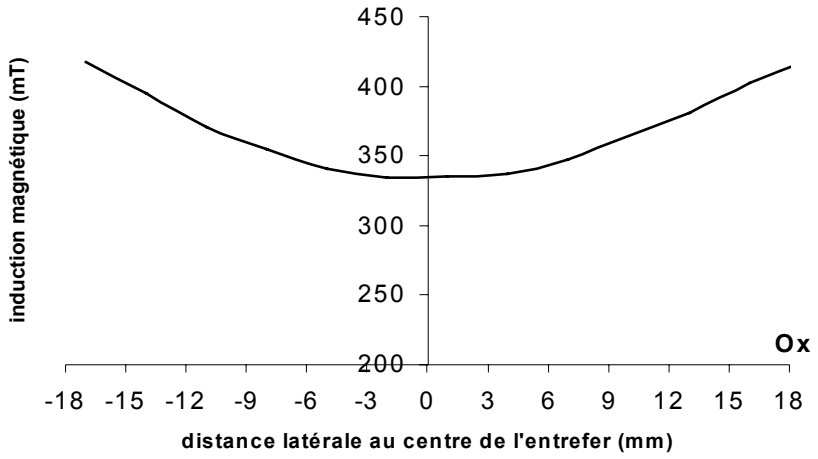

Figure III-14 : Profil latéral de l'induction magnétique B. La valeur minimale approche les 350 mT.

L'induction magnétique est d'environ 350 mT au centre de l'entrefer, valeur conforme aux calculs théoriques. Ces courbes ont permis la correction des données dans le volume de mesure.

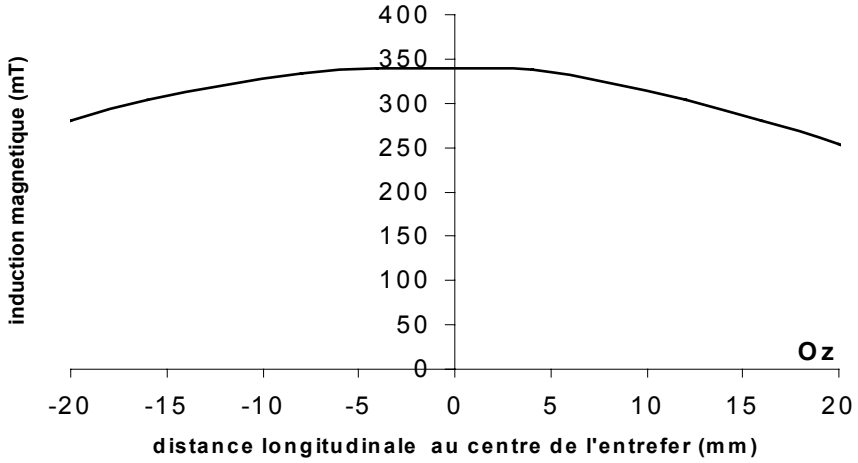

Figure III-15 : Relevé longitudinal de l'induction magnétique.

III.4 Cuve principale

La cuve principale contenait l'ensemble du dispositif d'excitation et les échantillons étudiés. Elle consistait en un conteneur en Plexiglas de 250 mm de largeur, 300 mm de hauteur et 500 mm de longueur. Le transducteur pouvait être placé sur une des parois. La cuve pouvait être compartimentée dans le sens de la longueur en deux zones, séparées par une membrane perméable aux ultrasons. Le plus grand compartiment (460 mm de long), où les différents supports d'échantillons étaient immergés, était rempli avec de l'eau dégazée. Le second compartiment, contenant alors le transducteur ultrasonore, pouvait être rempli d'huile de ricin. Ce double bain permettait de réduire les signaux de mode commun circulant entre les électrodes de mesure et la masse via le boîtier du transducteur. Cette barrière d'isolation atténuait aussi les parasites générés lors de l'émission de la salve ultrasonore.

La cuve principale pouvait recevoir un ensemble d'adaptateurs et de supports pour chaque type d'expérimentation (support d'aimant, cellule de mesure, chambre de mesure). Un système de cales, de supports et de clavettes usinés spécialement assurait la précision (0,1 mm) et la reproductibilité du positionnement relatif des éléments entre eux.

III.5 Supports d'échantillons

Les échantillons étudiés différaient de part leur nature et leur géométrie. Une gamme de supports a donc été réalisée à la demande.

III.5.1 Support de fil métallique

Le support du fil métallique était une potence en PVC (Figure III-16). Un cadre en PVC permettait le passage des ultrasons tout en assurant la fixation du fil.

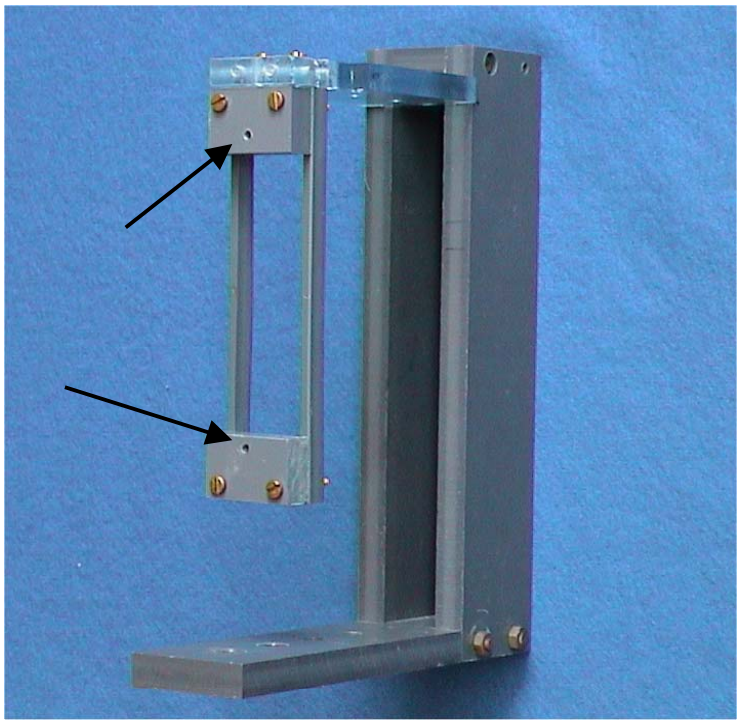

Figure III-16 : Support du fil métallique. Le cadre en PVC fait office de fenêtre acoustique. Les trous taraudés (flèches) permettent l'insertion de vis assurant le maintien d'un fil entre ces deux points.

III.5.2 Cellules de mesure

Les échantillons de nature électrolytique nécessitaient l'utilisation de cellules de mesure dont les parois les séparaient de l'eau de la cuve principale. Ces cellules ont été réalisées à partir de gaine thermorétractable. La partie centrale de la gaine, chauffée à l'aide d'un décapeur thermique, s'était étroitement resserrée autour d'un gabarit rectangulaire rigide, ôté après refroidissement de l'enveloppe. Il restait alors un tube de section rectangulaire aux parois fines (0,2 mm). Les extrémités de la gaine, non déformées, étaient cylindriques et étaient raccordées à un tube flexible en silicone, composé de deux parties mesurant 30 cm et 50 cm de long chacune, permettant le remplissage de la chambre de mesure et la mise en place des électrodes de mesure.

Au total, trois cellules de ce type ont été ainsi réalisées, ne différant que par leur largeur. Les dimensions intérieures de la partie rectangulaire d'une cellule étaient 1,6 mm le long de l'axe de propagation (soit environ une demi-longueur d'onde des ultrasons utilisés), 80 mm verticalement, et 5, 10 ou 20 mm de largeur. L'épaisseur des parois était de 0,2 mm.

Une cellule de mesure, prolongée de son tube, était fixée sur un cadre rigide en PVC. Ce cadre comprenait des plots pouvant être enfoncés dans différents trous d'un support fabriqué à cet effet. Cette technique assurait la précision et la reproductibilité du positionnement de la cellule de mesure par rapport au transducteur. Le cadre en PVC était aussi utilisé pour positionner l'aimant par rapport à la cellule, en servant de butée.

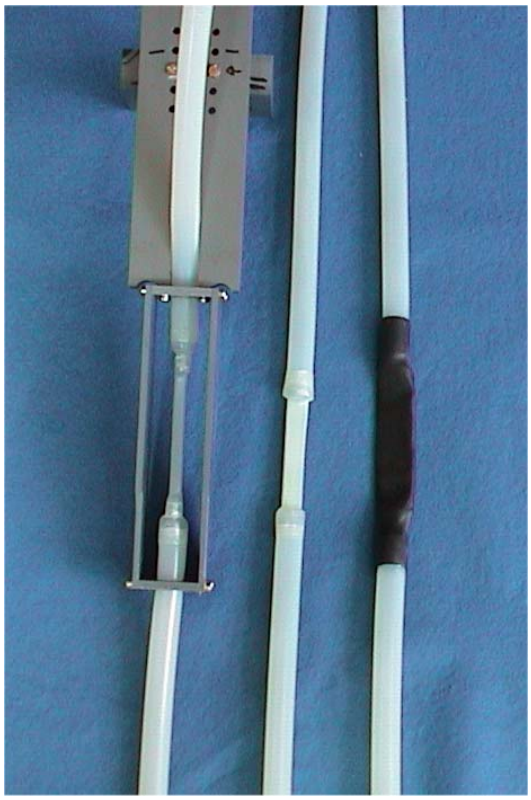

Figure III-17 : Les trois cellules de mesures (2 blanches, 1 noire), de largeurs respectives 5 mm, 10 mm et 20 mm. Elles peuvent contenir des électrolytes, et sont prolongées d'un tube de remplissage. La cellule de gauche est insérée dans son support.

III.5.3 Chambre de mesure

Les échantillons plus volumineux (modèles en gel d'agar ou milieux biologiques) se présentaient sous la forme de parallélépipèdes. Les mesures réalisées sur ce type d'échantillon permettaient de capter un courant dans la direction verticale, perpendiculairement au champ ultrasonore et au champ magnétique. Deux électrodes planes, en contact avec les faces inférieures et supérieures de l'échantillon, collectaient le courant. L'électrode inférieure servait de socle à l'échantillon. Les électrodes étaient maintenues dans des rainures usinées sur un support en PVC, appelé "porte-électrodes" (cf. Figure III-18).

Figure III-18 : Porte-électrodes. Les rainures permettent d'ajuster la position verticale des électrodes en fonction de la taille de l'échantillon.

Ce dernier était à son tour plongé dans une cuve en PVC transparent : la chambre de mesure proprement dite. Celle-ci était haute de 12 cm, large de 4 cm et longue de 12 cm. Les deux faces opposées, (4x12 cm²) ont été réalisées en papier anti-cavitation, matériau transparent aux ultrasons, et positionnées perpendiculairement à l'axe de propagation (cf. Figure III-19).

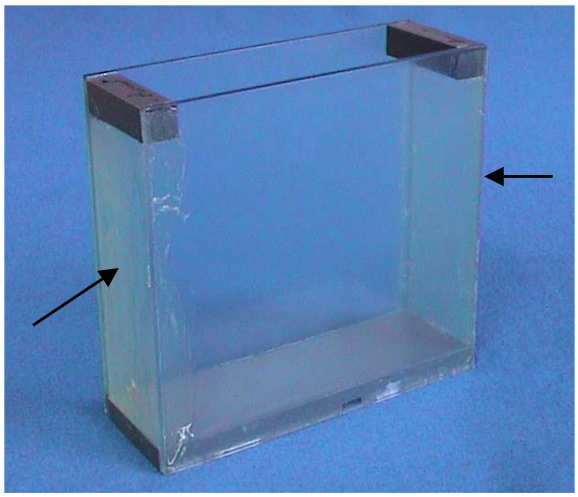

Figure III-19 : Chambre de mesure. Les flèches indiquent les deux parois transparentes aux ultrasons.

Lors des expériences, la chambre de mesure était immergée dans la cuve principale. L'avantage résidait dans le fait de pouvoir contrôler aisément le milieu environnant l'échantillon, indépendamment du contenu de la cuve principale.

III.6 Capteur de courant

III.6.1 Cahier des charges

L'amplitude et la fréquence des courants générés dans les échantillons imposaient l'utilisation d'un capteur de courant répondant aux exigences suivantes :

- admittance d'entrée la plus élevée possible,
- bande passante large autour de la fréquence de travail (500 kHz),
- gain élevé (courant mesuré inférieur à 1 µA),
- bonne réjection du mode commun

III.6.2 Méthodes de mesure existantes

La mesure du courant d'interaction était impossible avec les capteurs de courant existant sur le marché. Aucun type de capteur ne répondait aux exigences d'amplitude et de fréquence (quelques nA à 500 kHz).

- Méthodes de mesures de courants

Les appareils de mesure des intensités existants sur le marché utilisent trois types de méthode : mesure de flux, résistance série et effet Hall.

- La mesure du courant par celle d'un flux magnétique est celle utilisée par les pinces ampérométriques, et plus généralement par les transformateurs de courant, ainsi que par les capteurs à compensation de flux. Les transformateurs de courant fonctionnent sur une plage allant du mA au kA, pour des fréquences comprises entre 10 Hz et 10 MHz. La mesure par compensation de flux permet des mesures en continu et jusqu'à 10 kHz, pour des intensités comprises entre 1 et 10 kA.
- Une autre méthode consiste à utiliser une résistance placée en série dans le circuit parcouru par le courant à mesurer. Ce courant crée une différence de potentiel aux bornes de la résistance, tension restant à mesurer. La résistance utilisée doit être de faible valeur afin de perturber le moins possible la mesure. Néanmoins, la chute de tension résultante est elle aussi de faible amplitude et peut être difficile à mesurer (compétition avec le bruit thermique). Cette méthode est valable pour les faibles intensités, jusqu'à une fréquence de quelque 100 kHz.
- Un capteur à effet Hall produit une différence de potentiel proportionnelle au champ magnétique, lui-même proportionnel au courant à mesurer. Les

capteurs à effet Hall dits à boucle fermée peuvent mesurer des courants de 1 mA à 100 A de fréquences pouvant atteindre 200 kHz. (COLOMBEL et LANGIN, 1998).

- Composants électroniques

Aucune méthode n'est adaptée à la mesure de courants d'intensité inférieure au micro-ampère et de fréquence égale ou supérieure à 500 kHz, valeurs attendues pour notre méthode. Certains composants électroniques sont spécifiquement conçus pour la mesure de faibles courants, comme les amplificateurs à transconductance ou les convoyeurs de courant (SEDRA et ROBERTS, 1990). La bande passante de ces composants ne dépasse pas 200 kHz.

En conséquence, le capteur utilisé a été réalisé avec des composants H.F. du marché. Les caractéristiques en fréquence de ces composants doivent être vérifiées afin d'être sûr de pouvoir les utiliser à des fréquences de l'ordre du mégahertz.

III.6.3 Conversion courant-tension

III.6.3.1 Réponse en fréquence

Deux montages de conception différente ont été étudiés. L'impédance d'entrée de chaque montage a été caractérisée en imposant un courant à l'entrée du circuit au moyen d'un générateur de signaux HP 33120A (Vpp=250 mV et 1 V) et d'une résistance série (1 MΩ). Ce dispositif a permis la détermination de l'impédance d'entrée et de l'impédance "extérieure" au deux convertisseurs (8 µH), tenant compte de l'impédance des fils de liaisons et des connexions. La réponse en fréquence était mesurée à l'aide d'un Gain/Phase-mètre HP 3575A (BP 1Hz à 13 MHz). Cet appareil délivre directement le rapport, en dB, entre la tension de sortie du convertisseur et celle délivrée par le générateur BF, ainsi que le déphasage entre les deux signaux. Afin d'obtenir le gain en courant réel de chaque convertisseur, il est nécessaire d'ajouter respectivement 108 dB et 120 dB aux courbes obtenues.

III.6.3.2 Montage symétrique à transistors en base commune

Ce circuit a été le premier réalisé et utilisé. Il avait une bande passante de 700 kHz Au début de l'étude, les signaux à acquérir étaient d'amplitude relativement élevée (signaux de l'ordre du µA) et de bande passante limitée (fréquence de travail limitée à 500 kHz). Parmi les circuits testés, le montage dit en transistors à base commune a été retenu pour sa faible impédance d'entrée, tout en ayant une bande passante relativement élevée.

- Etage à transistors à base commune

Les électrodes jouant un rôle symétrique, une paire de transistors était nécessaire. Sur plusieurs types de transistors, appairés ou non, la caractérisation du circuit MC1496 a montré que ce dernier avait les meilleures performances. Ce circuit a été choisi car les transistors le constituant sont symétriques et possèdent une bande passante de 700 kHz. Ce circuit présente une grande admittance d'entrée (25 mS). Les résistances de polarisation des collecteurs fournissent un gain en petits signaux de 3 900 V/A par voie.

- Etage différentiel

L'étage effectuant la différence des signaux captés comportait un amplificateur différentiel INA141. Son gain fixe était égal à 10. C'est un circuit présentant des caractéristiques très stables aux fréquences inférieures au MHz.

La Figure III-20 représente les principaux composants du montage :

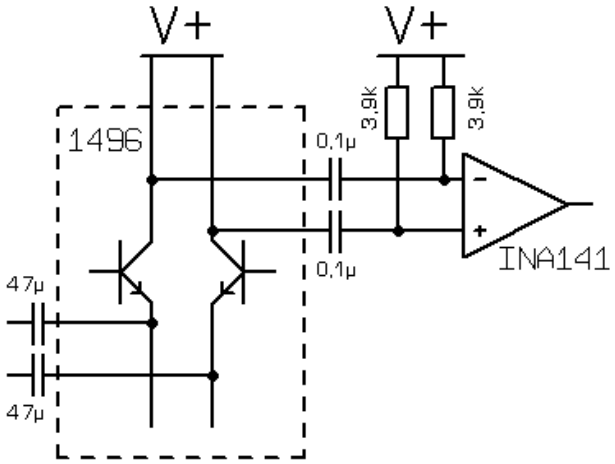

Figure III-20 : Convertisseur à transistors à base commune.
Gain de conversion 78 000 V/A. Bande passante 180-700 kHz.

Finalement, le convertisseur courant-tension à double entrée ainsi réalisé comportait un gain total de 78 000 V/A. L'admittance de mode commun de chaque entrée était de 25 mS. La bande passante de ce montage était comprise entre 180 kHz et 700 kHz (cf. Figure III-21).

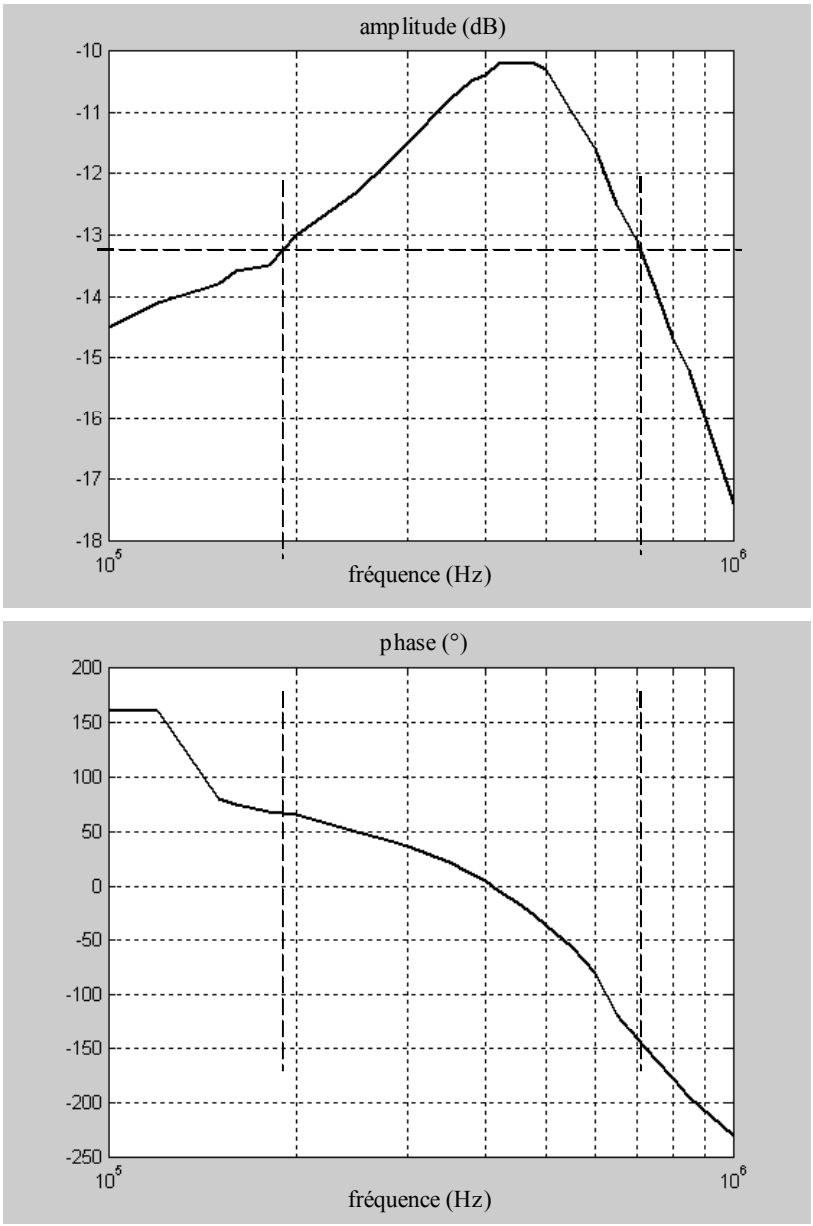

Figure III-21 : Réponse expérimentale en fréquence du montage à transistors. Les pointillés indiquent la bande passante à –3dB, comprise entre 180 kHz et 700 kHz.

III.6.3.3 Montage à transformateur d'entrée

Ce second montage a été mis au point pour améliorer la bande passante, en vue de l'utilisation d'appareils du commerce (échographes) générant des signaux de fréquence supérieure au MHz.

L'utilisation d'un transformateur d'entrée présente de nombreux avantages. Le prélèvement du signal est intrinsèquement symétrique et différentiel. La bande passante du transformateur T1-1T éliminait le bruit de basse fréquence, notamment le signal à

50 Hz. L'impédance de mode commun est réduite à la capacité entre enroulements du transformateur. Il en résulte une meilleure réjection des signaux de mode commun et la réduction des erreurs de mesure. L'expérience a montré qu'une paire torsadée donnait les meilleurs résultats pour la connexion du convertisseur courant-tension aux électrodes. Cette paire torsadée était constituée de fils de Litz, afin de limiter l'effet pelliculaire.

La connexion du transformateur aux entrées d'un amplificateur opérationnel permettait simultanément de faire des mesures différentielles et de placer virtuellement le secondaire du transformateur en court-circuit. L'impédance d'entrée ramenée au primaire était ainsi réduite à son minimum. Les étages suivants sont des amplificateurs à large bande passante.

La Figure III-22 représente le schéma du montage :

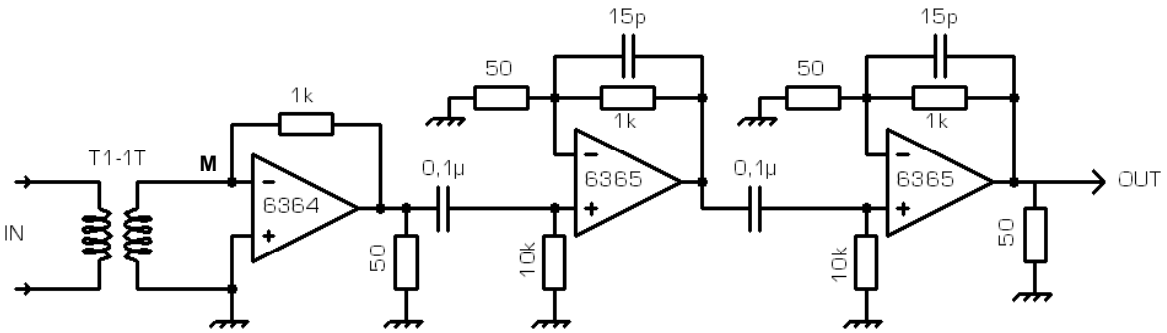

Figure III-22 : Montage à transformateur d'entrée. Le point M représente une masse virtuelle, assurant la grande admittance d'entrée du montage.

Les performances de ce montage sont :

- mode différentiel pur, réjection du mode commun,
- impédance d'entrée différentielle minimale (18 Ω à 500 kHz),
- gain de conversion de 280 000 V/A,
- bande passante comprise entre 17 kHz et 3 MHz (cf. Figure III-23).

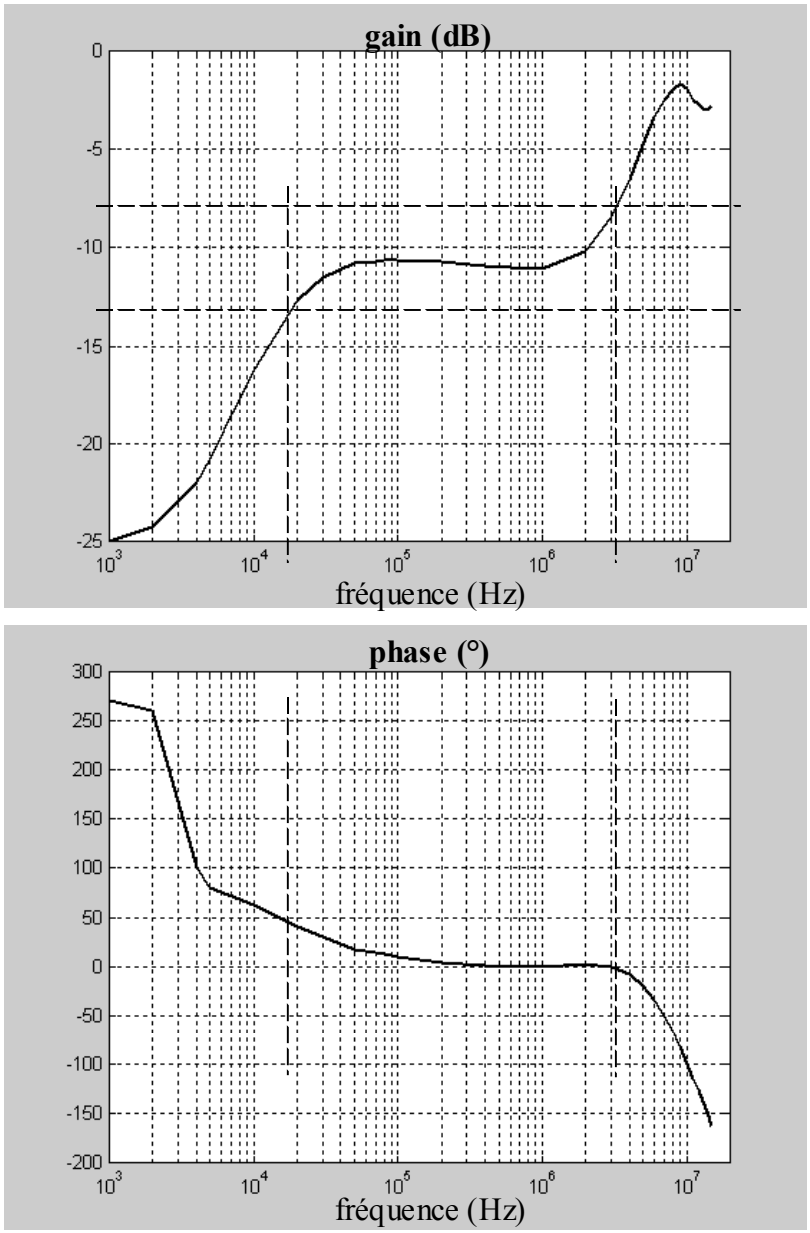

Figure III-23 : Réponse expérimentale en fréquence du convertisseur courant-tension à transformateur d'entrée. Les pointillés indiquent la bande passante à –3dB, comprise entre 17 kHz et 3 MHz.

III.6.4 Electrodes

La conception des électrodes était fonction du support d'échantillon utilisé. Aux fréquences utilisées (>100 kHz), l'impédance d'interface métal-électrolyte devient très faible car le couplage se fait principalement par la capacité de double couche (DENARO, 1971). Le choix du matériau pour les électrodes est donc peu critique en ce qui concerne

le contact électrique. Le laiton a été choisi pour sa facilité d'usinage et sa résistance aux électrolytes utilisés.

L'utilisation des cellules de mesure nécessitait des électrodes tubulaires, permettant le remplissage de la cellule et assurant le contact électrique. Celles-ci étaient des tubes de laiton de 40 mm de longueur et d'un diamètre interne de 9 mm. Ces dimensions assuraient une surface de contact suffisante avec l'électrolyte.

Les électrodes utilisées pour recueillir le signal à la surface des échantillons étaient des plaques de laiton d'une surface totale égale à 90x34 mm². Les électrodes étaient insérées dans les rainures du porte-électrodes.

Le signal a aussi été capté en surface au moyen d'une électrode mobile, constituée d'un disque de laiton d'une surface de 1,1 cm². Deux autres électrodes, utilisées pour capter le signal sur la face avant des échantillons, étaient des équerres en laiton. La surface utile de contact était de 4x30 mm².

III.7 Gel d'agar

III.7.1 Utilisation

Le gel d'agar était utilisé comme modèle volumique de milieu biologique. L'agar-agar est un composé de polysaccharides complexes. Sous forme de poudre, c'est un agent gélifiant qui, mélangé à de l'eau et porté à ébullition, fournit la gélose. Le gel obtenu constitue un maillage emprisonnant les molécules d'eau. Les blocs obtenus par moulage sont insolubles dans l'eau et présentent une impédance acoustique proche de celle de l'eau. La conductivité de chaque bloc était ajustée par l'utilisation d'une solution saline lors de sa fabrication.

III.7.2 Préparation

Le gel d'agar était préparé à partir d'un mélange de 2,5 % en poids de poudre d'agar et d'une une solution de NaCl de concentration égale à 1 g/l (σ=0,2 S/m), 3 g/l (σ=0,5 S/m) ou 9 g/l (σ =1,4 S/m). La préparation était portée à ébullition, puis coulée dans un moule parallélépipédique. Des analyses complémentaires ont montré que la conductivité du bloc de gel ainsi obtenu était jusqu'à deux fois plus faible que celle de l'électrolyte utilisé. Cette différence peut être due à la présence d'un colloïde. Dans la suite de l'ouvrage, pour un bloc de gel, la valeur de conductivité reportée est celle de l'électrolyte utilisé pour sa fabrication.

III.8 Résumé du chapitre

Ce chapitre décrit les différents éléments constituant le système global. Le transducteur focalisé fonctionne à la fréquence de 500 kHz et délivre une pression crête de 1,5 MPa à une distance de 125 mm. L'aimant, d'un entrefer de 45 mm, crée un champ magnétique d'une intensité d'environ 350 mT. Grâce aux différents supports d'échantillons, les champs croisés peuvent être appliqués sur des milieux tubulaires ou volumiques. L'électronique d'acquisition permet de mesurer des courants de l'ordre du nanoampère, à la fréquence de 500 kHz et avec un gain d'environ 100 000 V/A. Les modèles de milieux biologiques volumiques sont des blocs de gel d'agar. Leur conductivité électrique est contrôlée par l'électrolyte utilisé pour leur fabrication.

III.9 Bibliographie

BINDER MAGNETIC, Catalogue "Aimants permanents", 1 allée des Barbanniers, 96632 Gennevilliers Cedex. Tel : 01.46.13.80.80, Fax : 01.46.13.80.99, http://www.binder-magnetic.fr/

COLOMBEL L., LANGIN A. Trois méthodes pour mesurer les intensités, *Electronique*, 1998, n°86, p 64-68.

DENARO A.R., The electrical double layer. **In** : Elementary electrochemistry. 2nd ed. London : Butterworth, 1971, p 190-193.

MONTALIBET A., JOSSINET J., MATIAS A., CATHIGNOL D. Interaction ultrasound-magnetic field: experimental setup and detection of the interaction current, *IEEE Ultrasonics Symp. Proc.*, San Juan, Puerto Rico, 2000, vol 1, p 533-536.

SEDRA A.S., ROBERTS G.W. Current conveyor theory and practice **In :** TOUMAZOU C. Advances in Analog Integrated Circuit Design. London : Peter Peregrinus Limited., 1990, p. 93-126.

WELLS P.N.T. Longitudinal waves. **In** : Biomedical Ultrasonics, London : Academic Press, 1977, p 3-25.

IV TRAITEMENT DU SIGNAL

IV.1 Introduction

Ce chapitre est consacré aux méthodes d'exploitation du signal d'interaction. Dans le cas du modèle volumique, le signal observé est constitué de salves ressemblant au signal de pression dans la zone de mesure. La Figure IV-1 montre un exemple type de signal observé :

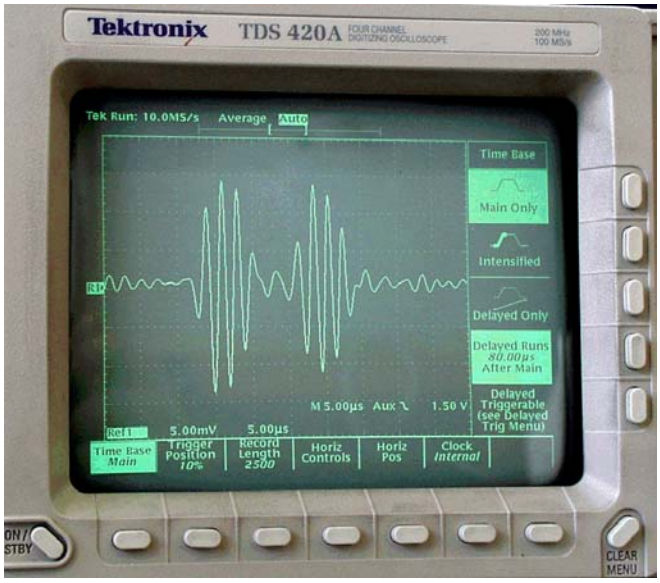

Figure IV-1 : Exemple de signal mesuré, obtenu avec une salve ultrasonore de 3 sinusoïdes, et un milieu comportant 2 interfaces de conductivité.

La composition du signal reflète les interfaces de conductivité rencontrées sur l'axe de propagation, puisque celle-ci sont détectées à un instant fonction de la distance et de la vitesse de propagation des ultrasons. L'objectif est la détermination des positions et des amplitudes de ces interfaces. Plusieurs approches sont possibles. Toutes découlent de l'équation II-46 de formation du signal. Ce chapitre décrit les méthodes applicables à ce problème. La méthodologie comprenait la vérification des algorithmes, l'évaluation, au moyen de signaux de synthèse, des résultats idéaux que chaque méthode pouvait fournir, et l'évaluation de l'efficacité réelle de chaque approche au moyen d'un signal mesuré, pris comme référence.

Les signaux étudiés étaient considérés causaux et résultants de mesures scalaires et réelles. Leur nature numérique était conditionnée par le convertisseur analogique-numérique 8 bits intégré à l'oscilloscope. La fréquence d'échantillonnage était fixée

automatiquement par l'appareil en fonction de la base de temps choisie et du nombre de points acquis.

Certaines précautions, liées au traitement numérique des données, ont été prises. En particulier, la composante continue du signal était éliminée préalablement à toute transformée de Fourier discrète. L'ajout d'échantillons nuls évitait la périodisation des signaux et le repliement du spectre.

IV.2 Méthodes

Les caractéristiques du signal observé ont justifié les différentes méthodes étudiées :

- Le signal mesuré avait l'aspect d'un signal échographique, dans le sens où l'on retrouve, aux positions des interfaces, une forme d'onde ressemblant au signal ultrasonore. Cela a suggéré la méthode d'**enveloppe** utilisée classiquement en échographie,
- La ressemblance entre le signal d'interaction et le signal ultrasonore a permis d'utiliser une méthode reposant sur le calcul de la fonction **d'intercorrélation**,
- La connaissance du signal de pression était favorable au **filtrage inverse**. Deux variantes de cette méthode ont été utilisées : la **division spectrale** et le **filtrage de Wiener**,
- La possibilité de séparer les deux bandes de fréquences du signal (partie BF représentative de l'onde ultrasonore et partie HF représentative des variations de conductivité rencontrées) a suggéré l'utilisation du **traitement homomorphique**.

IV.3 Signaux de référence

Deux types de signaux ont été utilisés pour tester les différentes méthodes :

- des signaux de synthèse, permettant la vérification des algorithmes et l'évaluation des performances théoriques maximales des méthodes testées,
- un signal '*Test*', recueilli expérimentalement dans des conditions contrôlées. L'utilité de ce signal était de prendre en compte tous les paramètres visibles ou invisibles intervenant dans les mesures.

IV.3.1 Signaux de synthèse

Un signal représentait les interfaces de conductivité. Ce signal était convolué a une salve sinusoïdale représentant la salve ultrasonore émise par le transducteur. Le signal final obtenu était le signal permettant de tester les différentes méthodes.

- Salves sinusoïdales

Les salves sinusoïdales avaient pour enveloppe une fenêtre de Blackman. Cette fenêtre était de largeur variable pour contrôler la longueur de la salve ultrasonore, et simuler les réglages du générateur (III.2.2). Ce type de fenêtre a l'avantage, par rapport à une fenêtre rectangulaire, d'avoir des lobes secondaires atténuant le phénomène de Gibbs apparaissant lors de l'utilisation de la transformée de Fourier. La Figure IV-2 représente les deux salves de synthèse utilisées. Elles comprenaient respectivement 4 et 6 périodes de sinusoïdes. Chaque période de sinusoïde était échantillonnée en 20 points. Les salves avaient respectivement une longueur totale de 80 et 120 échantillons, correspondant à 8 µs et 12 µs respectivement. La longueur totale du signal était de 1 000 échantillons, correspondant à 100 µs.

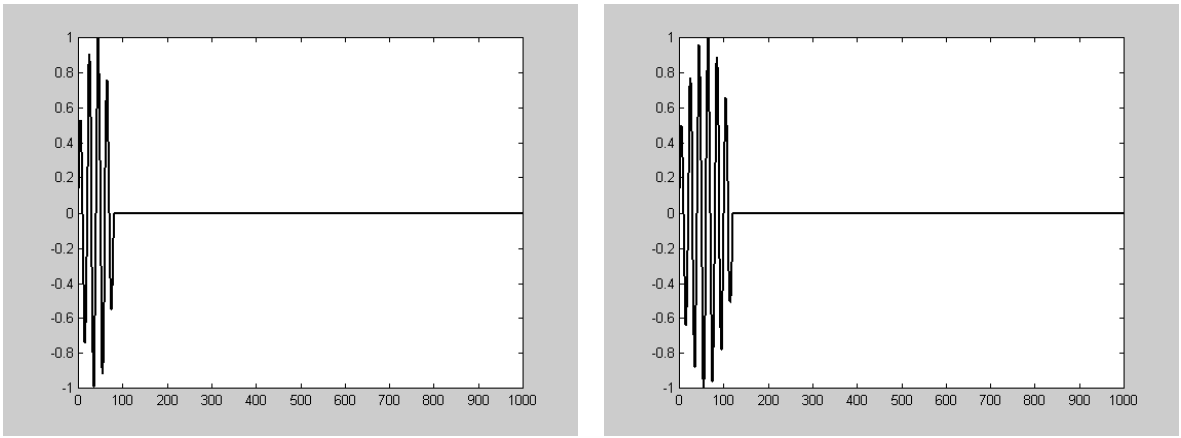

Figure IV-2 : Salve "courte" à gauche (4 périodes), et salve "longue" à droite (6 périodes).

- Signal d'interfaces

Les équations II-41 et II-44 montrent que le signal est formé par la convolution du signal de pression et du gradient de conductivité. En conséquence, les interfaces étaient représentées par des pics impulsionnels composés de trois échantillons successifs. Les amplitudes relatives et arbitraires des trois échantillons composant un pic sont : 20%, 100%, 30%. La dissymétrie du pic a été volontairement imposée afin d'éviter tout cas particulier. La Figure IV-3 représente le signal d'interfaces :

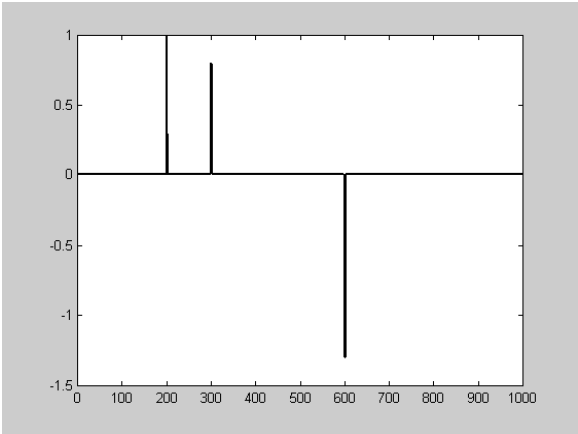

Figure IV-3 : Signal représentant les interfaces.

Les impulsions sont représentées par les couples suivants (*abscisse* ; *amplitude*), l'amplitude donnant la valeur maximale du pic représentant l'interface, et l'abscisse la position de ce maximum, en nombre d'échantillons : (200 ; 1), (300 ; 0,8), (600 ; -1,3). Les 100 échantillons d'écart de position entre les deux premières interfaces correspondent à 10 µs. Les 300 échantillons séparant les deux dernières interfaces correspondent à 30 µs. Les résultats théoriques attendus sont donc (0 ; 100 ; 400) pour les positions relatives des pics, et (+77% ; +62% ; -100%) pour les amplitudes relatives, le "-100%" correspondant au plus grand pic, de signe négatif.

- Signaux de synthèse

Les signaux de synthèse sont le résultat du produit de convolution entre le signal d'interfaces avec l'une ou l'autre salve sinusoïdale.

a) Signal à salve courte

La salve est de longueur inférieure à la distance séparant les interfaces. La réponse des différentes interfaces ne se chevauchent pas (Figure IV-4) :

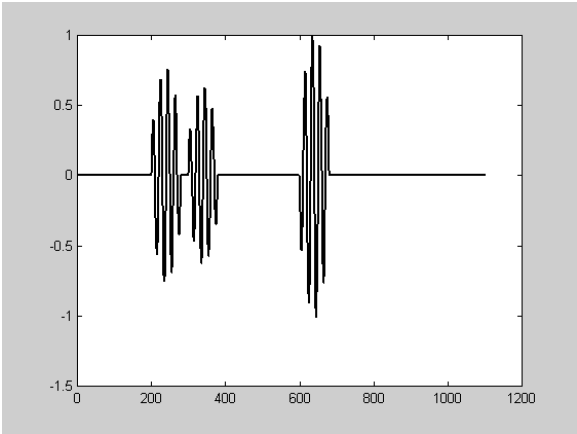

Figure IV-4 : Signal test de synthèse obtenu à partir de la salve courte.

b) Signal à salve longue

La salve est de longueur supérieure à la distance séparant les interfaces. Les réponses des deux premières interfaces se chevauchent (Figure IV-5). Ce type de signal était destiné à tester la capacité des méthodes à résoudre les interfaces.

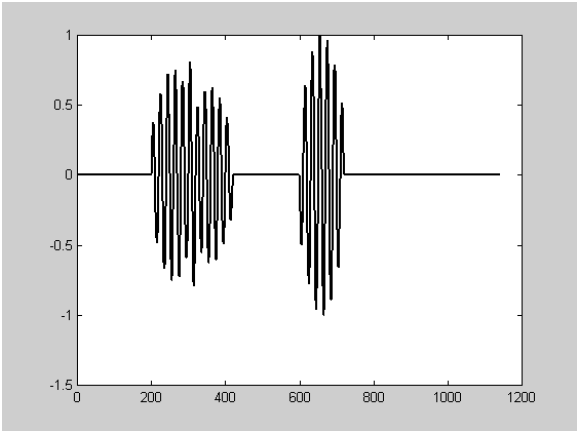

Figure IV-5 : Signal test de synthèse obtenu à partir de la salve longue.

IV.3.2 Signal '*Test*' expérimental

Le signal '*Test*' expérimental comporte aussi 3 interfaces. Ces interfaces ont été obtenues en associant des blocs de gel d'agar de conductivités différentes. La fabrication des modèles en gel d'agar est décrite en détail à la section V.3.1.2. La Figure IV-6 montre le signal de couplage mesuré, appelé '*Test*' :

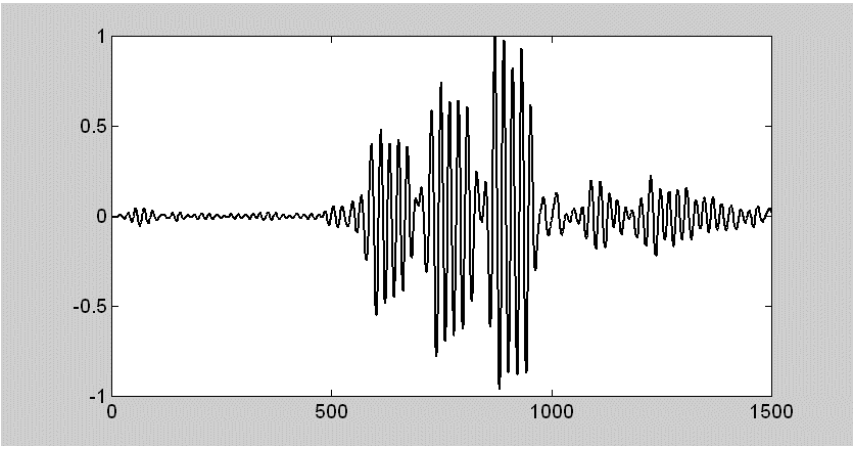

Figure IV-6 : Signal *Test* obtenu à partir de trois interfaces de conductivité électrique présentes au sein d'un modèle réalisé en gel d'agar.

Le signal obtenu était conforme aux prévisions théoriques, c'est à dire qu'il était composé de trois salves ressemblant au signal émis par le transducteur. Ces trois salves se distinguaient par leurs signes et leurs amplitudes relatives, reflétant ainsi les variations de conductivité rencontrées le long du trajet des ultrasons. La largeur de chacun des gels, et donc la distance entre les interfaces, était de 20 mm. Cette distance correspondait à 134 échantillons sur le signal, tenant compte de la vitesse de propagation des ultrasons et des paramètres d'acquisition du système de mesure. Les positions relatives des interfaces sont, en nombre d'échantillons : 0, 134 et 238. Les deux premières interfaces sont de signe positif, et la dernière est négative.

L'amplitude absolue de la réponse des interfaces ne peut pas être déterminée à l'avance pour plusieurs raisons. Tout d'abord, la loi de transition entre les deux valeurs de conductivité est inconnue (diffusion ionique, effet d'interface…). Ensuite, comme expliqué au chapitre V.1.5, le signal de couplage se boucle en partie sur lui-même. Cette proportion de signal non mesurée ne peut pas être estimée de façon analytique. Seul un modèle numérique, non encore développé, pourrait être utilisé à cette fin. Une analyse plus détaillée de la structure de ce signal est présentée à la section V.3. Néanmoins, les mesures expérimentales montrent que les rapports des amplitudes sont bien respectées après traitement du signal (cf. ci-dessous).

IV.4 Méthode du filtre d'enveloppe

IV.4.1 Définition

Cette méthode est empruntée à l'échographie, technique qui permet la visualisation des organes par repérage des interfaces acoustiques. Le signal, dit de "radiofréquence" (R.F.), délivré par un échographe est constitué d'une série d'échos, correspondants aux diverses interfaces rencontrées. Le repérage des interfaces s'obtient par démodulation et filtrage passe-bas de ce signal (seule la démodulation réelle est prise en compte). Cela revient à prendre l'enveloppe du signal, sans tenir compte du sens de variation (perte du signe) des réflexions acoustiques qui se manifestent aux différentes interfaces. C'est une manière très simple d'obtenir la position de ces interfaces. L'unicité de l'enveloppe du signal n'est toutefois pas assurée, étant donné que les paramètres du filtre passe-bas peuvent varier. La transformée de Hilbert permet la génération de l'enveloppe instantanée du signal, enveloppe unique, ne dépendant d'aucun paramètre extérieur. Le principe de cette approche est le suivant (DE COULON, 1986) :

Un signal $x[k]$ peut-être mis sous la forme d'un signal analytique $x_a[k]$, signal complexe, défini tel que sa transformée de Fourier soit la forme unilatérale de celle de la partie réelle, ce qui correspond à un effacement des fréquences négatives. Par définition, la partie réelle du signal analytique $x_a[k]$ est égale au signal $x[k]$. Sa partie imaginaire, notée $x_h[k]$, est une fonction du temps telle que la transformée de Fourier du signal analytique $x_a[k]$ soit égale au double de la transformée de Fourier du signal $x[k]$ pour les fréquences positives, et nulle pour les fréquences négatives. La fonction $x_h[k]$ satisfaisant à cette propriété est la transformée de Hilbert du signal $x[k]$. Le signal analytique $x_a[k]$ s'écrit donc :

$$x_a[k] = x[k] + jx_h[k] \qquad \text{(IV-1)}$$

L'enveloppe réelle du signal $x[k]$ est alors, par définition, le module $|x_a[k]|$ du signal analytique tel que :

$$|x_a[k]| = \sqrt{x^2[k] + x_h^2[k]} \qquad \text{(IV-2)}$$

L'unicité du module, et donc de l'enveloppe, est ainsi assurée et ne dépend d'aucun paramètre supplémentaire de filtrage. L'enveloppe obtenue dépend uniquement du contenu spectral du signal considéré.

IV.4.2 Application

L'enveloppe y d'un signal x est égale à la norme de sa transformée de Hilbert. Ce calcul a été réalisé par une des fonctions intégrées du logiciel Matlab :

$$y = \mathrm{abs}(\mathrm{hilbert}(x)) \qquad \text{(IV-3)}$$

- Signaux de synthèse

Le résultat de la formule IV-3, appliquée aux signaux de synthèse, est représenté dans la Figure IV-7 :

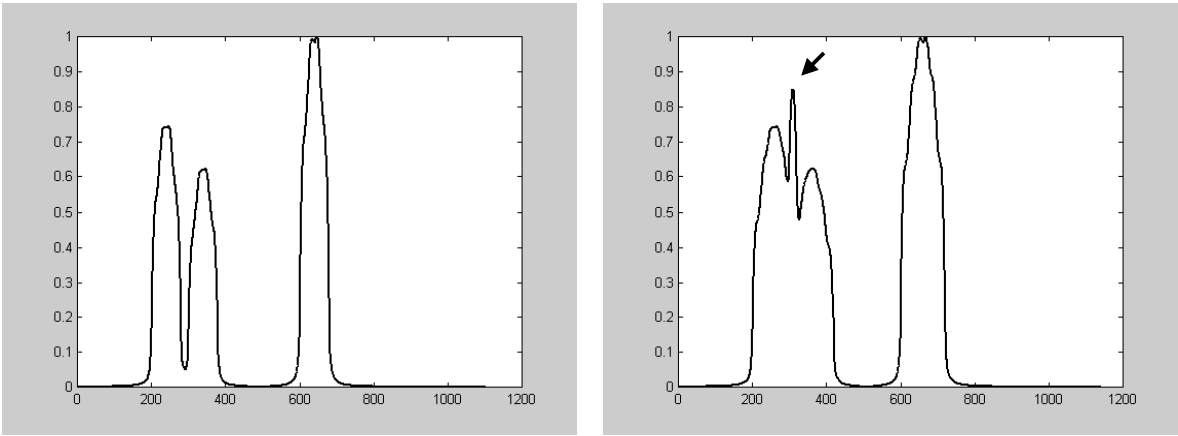

Figure IV-7 : Résultat du filtre d'enveloppe sur le signal à salve courte (à gauche) et sur le signal à salve longue (à droite). La flèche représente un artefact lié à la longueur de la salve, supérieure à la distance séparant les interfaces.

Pour la salve courte, les trois interfaces sont bien résolues. Lorsque la salve est de longueur supérieure à la distance séparant deux interfaces, celles-ci ne sont plus résolues convenablement, produisant un artefact qui laisse supposer la présence d'une troisième interface, inexistante en réalité (flèche sur la Figure IV-7). La résolution longitudinale de cette méthode est donc limitée par la longueur de la salve utilisée. Les maxima de l'enveloppe indiquent la position des différentes interfaces.

Le tableau ci-dessous donne les valeurs des positions et des amplitudes des interfaces pour les signaux à salve courte, ces mesures étant ambiguës pour les signaux à salve longue :

Tableau IV-1 : Comparaison des résultats théoriques et des résultats obtenus avec le filtre d'enveloppe.

		Interface 1	Interface 2	Interface 3
Résultats théoriques	**Position relative**	**0**	**100**	**400**
	Amplitude relative	**+ 77 %**	**+ 62 %**	**- 100 %**
Signal salve courte	**Position relative**	**0**	**100**	**401**
	Amplitude relative	**+ 75 %**	**+ 62 %**	**+ 100 %**

L'amplitude relative des interfaces est bien respectée. Le signe du gradient n'est pas accessible par cette méthode.

- Signal '*Test*'

L'application du filtre d'enveloppe au signal '*Test*' donne le résultat présenté sur la Figure IV-8 :

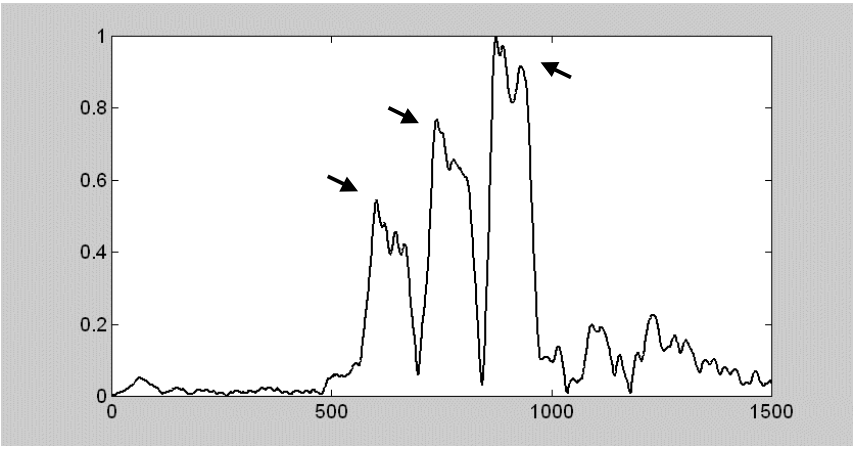

Figure IV-8 : Enveloppe du signal *Test*. Les trois interfaces sont nettement distinctes. Toutefois, le bruit présent dans le signal rend difficile leur localisation exacte.

La longueur de la salve étant inférieure à la distance séparant les interfaces, ces dernières sont bien résolues. Toutefois, les maxima de l'enveloppe sont fortement perturbés par le bruit présent dans le signal. La détermination de la position et de l'amplitude des interfaces est très imprécise. En prenant à chaque fois les maxima de l'enveloppe comme indicateur de position des interfaces, on obtient les valeurs du

Tableau IV-2. L'écart relatif de position des interfaces est entaché d'erreur due au bruit présent dans le signal.

Tableau IV-2 : Résultats obtenus sur le signal *Test* avec le filtre d'enveloppe.

	Interface 1	Interface 2	Interface 3
Position relative	**0**	**136**	**272**
Amplitude relative	**+ 55 %**	**+ 77 %**	**+ 100 %**

IV.4.3 Résumé

L'utilisation de l'enveloppe du signal offre une résolution spatiale faible, de l'ordre de la longueur de la salve utilisée. Une façon d'améliorer la résolution consiste à réduire cette longueur. La présence de bruit dans le signal *Test* influe significativement sur la localisation des interfaces. Dans tous les cas, cette méthode ne permet pas de tenir compte du sens de variation du signal, et donc ignore le signe des gradients rencontrés. Le bruit présent dans le signal "Test" produit des erreurs importantes dans le calcul de la position des interfaces et des erreurs plus réduites dans le calcul de l'amplitude.

IV.5 Fonction d'intercorrélation

IV.5.1 Définition

Mathématiquement, la fonction d'intercorrélation permet de quantifier la ressemblance entre deux signaux. L'intercorrélation est aussi appelée corrélation croisée ou corrélation mutuelle. Pour deux signaux réels $s_1[k]$ et $s_2[k]$, cette fonction, notée $\varphi[k]$, est définie par (DE COULON, 1986). Cette fonction présente un maximum pour toute position où les deux signaux se superposent au mieux :

$$\varphi_{s_1 s_2}[k] = \sum_{l=-\infty}^{+\infty} s_1[l] s_2[l+k] \qquad \text{(IV-4)}$$

Le signal d'interaction acousto-magnétique consiste en une suite de salves décalées les unes par rapport aux autres, avec des variations d'amplitude et de signe dues aux interfaces rencontrées. L'emplacement des maximums de la fonction d'intercorrélation est donc susceptible de permettre la localisation des séquences pour lesquelles ces deux

signaux présentent le plus de similarités, et donc la mesure directe des distances séparant les interfaces.

IV.5.2 Application

Les fonctions d'intercorrélation ont été calculées pour chacun des signaux à partir de la salve dont ils étaient respectivement issus. Un signal de synthèse, s_1, obtenu à partir d'une salve courte, t_1, a été corrélé à cette même salve. Sous Matlab, la fonction d'intercorrélation, x_1, se calculait d'après la commande :

$$x_1 = \mathrm{xcorr}(s_1, t_1) \qquad \text{(IV-5)}$$

Ce procédé a été appliqué de la même façon au signal de synthèse issu de la salve longue.

- Signaux de synthèse

La Figure IV-9 montre le résultat du calcul de la fonction d'intercorrélation des signaux de synthèse :

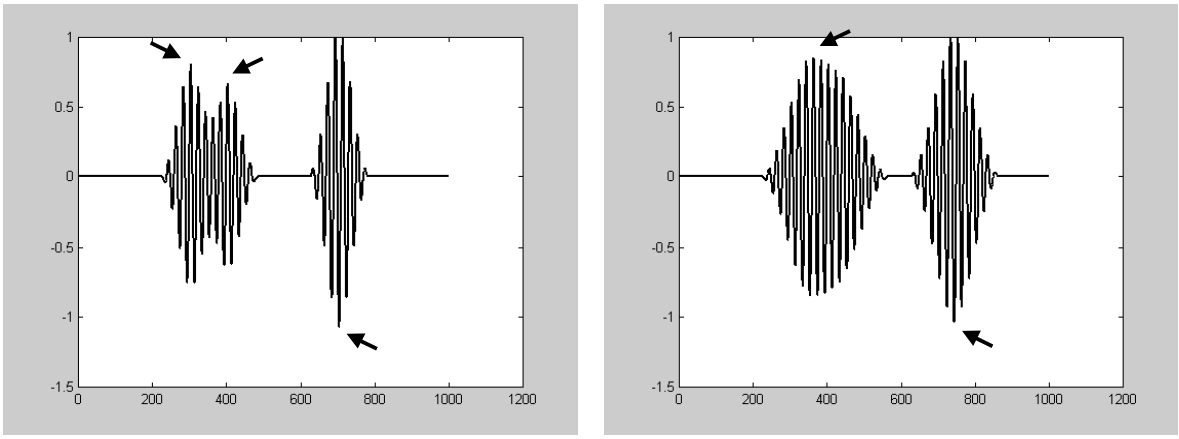

Figure IV-9 : Fonctions d'intercorrélation du signal de synthèse à salve courte (à gauche) et à salve longue (à droite). Les flèches indiquent les positions des maxima. Sur la figure de droite, à cause du recouvrement des salves, un seul maximum est présent pour les deux premières interfaces. Celles-ci ne sont donc pas résolues.

Pour le signal à salve courte, sur la figure de gauche, les deux premiers maxima sont positifs et le troisième négatif, ce qui correspond bien aux sens des interfaces théoriques. Pour le signal à salve longue, les deux premières interfaces ne sont pas résolues, car un seul maximum est présent.

Le tableau ci-dessous représente les valeurs de positions et d'amplitudes relatives :

Tableau IV-3 : Comparaison des résultats attendus et des résultats obtenus avec le filtre d'enveloppe.

		Interface 1	Interface 2	Interface 3
Résultats théoriques	**Position relative**	**0**	**100**	**400**
	Amplitude relative	**+ 77 %**	**+ 62 %**	**- 100 %**
Signal à salve courte	**Position relative**	**0**	**100**	**400**
	Amplitude relative	**+ 75 %**	**+ 62 %**	**- 100 %**

Les positions relatives des interfaces étaient très précisément respectées. Les valeurs d'amplitudes relatives étaient correctes. Le signe des gradients rencontrés était respecté dans tous les cas.

- Signal '*Test*'

La Figure IV-10 représente la fonction d'intercorrélation du signal '*Test*', calculée à l'aide d'une zone de signal utile. Les flèches sur la Figure IV-10 ci-dessous représentent les maxima indiquant les positions des interfaces de conductivité :

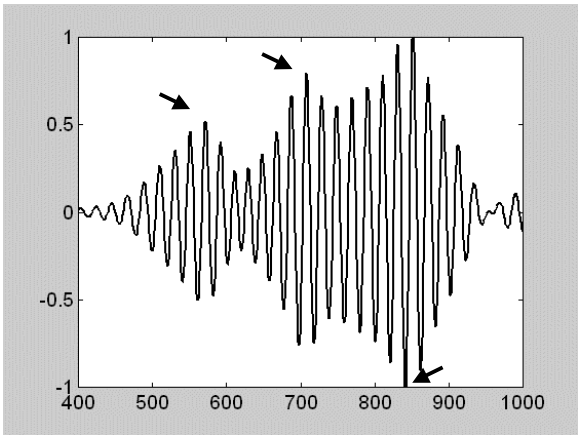

Figure IV-10 : Fonction d'intercorrélation du signal '*Test*'. Les flèches indiquent les maxima, et donc les positions des interfaces recherchées.

Les résultats sont reportés sur le Tableau IV-4 :

Tableau IV-4 : Résultats obtenus sur le signal '*Test*' par intercorrélation.

	Interface 1	Interface 2	Interface 3
Position relative mesurée	**0**	**136**	**269**
Amplitude relative mesurée	**+ 50 %**	**+ 78 %**	**- 100 %**

Les positions relatives des interfaces sont bien restituées. Les amplitudes relatives mesurées sont équivalentes à celles obtenues par la méthode du filtre d'enveloppe. Le signe des gradients rencontrés est respecté.

IV.5.3 Résumé

La fonction d'intercorrélation présente une résolution spatiale de l'ordre de la longueur de la salve utilisée. Cette méthode restitue le sens de variation des gradients de conductivité. Le bruit présent dans le signal influe peu sur la localisation relative des interfaces, car le calcul de la fonction d'intercorrélation améliore le rapport signal/bruit (THIJSSEN, 1980, p 162).

IV.6 Méthodes de filtrage inverse

IV.6.1 Introduction

Le signal résultant d'un produit de convolution, il est naturel d'utiliser une méthode de déconvolution. Le terme de "filtrage inverse" est utilisé lorsqu'on se situe dans le domaine des fréquences, et celui de "déconvolution" lorsqu'on est dans le domaine temporel.

Lorsqu'on a aucune connaissance a priori sur les signaux à traiter, on parle de déconvolution aveugle (blind deconvolution), nécessitant des outils d'analyse statistique (comme, par exemple, l'utilisation du maximum de vraisemblance) afin de déterminer les paramètres de filtrage. Ici, le cas était plus favorable, car le signal émis était connu. Seul le filtrage inverse avec connaissances a priori a donc été considéré. Deux types de filtrages inverses ont été testés : la division spectrale (OPPENHEIM et SCHAFER, 1999), et le filtrage de Wiener (KUNT, 1984), utilisant une estimation de la densité spectrale du bruit présent dans les signaux.

Pour un système convolutif, le produit de convolution, $i[k]$, d'un signal d'entrée, $g[k]$, par une réponse impulsionnelle, $h[k]$, s'écrit :

$$i[k] = g[k] * h[k] \qquad \text{(IV-6)}$$

Par identification avec l'équation II-46, $i[k]$ représente le courant mesuré $i_w(t)$, $g[k]$ le signal de pression, $g(t)$, et $h[k]$ la réponse impulsionnelle, $h(t)$, du milieu. Le signal de pression $g(t)$ peut être mesuré à l'aide d'un hydrophone.

D'après les équations II-41,II-44 et II-45, la réponse impulsionnelle $h(t)$ du milieu contient le terme $k(z)$ (équation II-41), contenant le paramètre acousto-magnétique caractéristique du milieu de propagation. Le filtrage inverse permet d'accéder à ce paramètre, représentatif des interfaces de conductivité.

IV.6.2 Division spectrale

Après transformée de Fourier, le produit de convolution de l'équation IV-6 se transforme en produit simple :

$$I[n] = G[n] \cdot H[n] \qquad \text{(IV-7)}$$

La réponse impulsionnelle du milieu, $h[k]$, est restituée par transformée de Fourier inverse de $H[n]$, obtenue par division spectrale :

$$H[n] = \frac{I[n]}{G[n]} \qquad \text{(IV-8)}$$

Ces opérations reviennent à filtrer le signal $i[k]$ par un filtre, appelé filtre inverse, dont la réponse en fréquence vaut $1/G[n]$. Connaissant le signal d'entrée $g[k]$, il est donc théoriquement possible de calculer la réponse impulsionnelle $h[k]$ du système.

Toutefois, l'équation IV-8 met en évidence une difficulté inhérente à l'opération de division spectrale, à savoir que les coefficients du dénominateur peuvent être nuls ou de faibles valeurs. Cela peut occasionner des problèmes de calculs numériques et rend les résultats très sensibles au bruit. En pratique, on ne calcule le filtre inverse que pour des fréquences où le rapport signal sur bruit est élevé. On limite l'influence du bruit dans les hautes fréquences en forçant le filtre à 1 pour les fréquences au-delà desquelles le bruit est prédominant.

IV.6.2.1 Application

- Signaux de synthèse

L'application de la division spectrale aux signaux de synthèse donne toujours des résultats parfaits, car ces signaux ont une structure parfaitement connue, quelle que soit

la longueur de la salve ultrasonore. L'application de la méthode aux signaux de synthèse a permis de s'assurer du bon fonctionnement des algorithmes.

- Signal 'Test'

La sensibilité de la méthode au choix du déconvolueur est mise en évidence par son application sur un signal mesuré. Trois déconvolueurs de type différent ont été testés :

- déconvolueur de synthèse,
- signal de pression relevé à l'hydrophone,
- signal d'interface mesuré.

1) Déconvolueur de synthèse

La salve ultrasonore est représentée par 5 périodes de sinusoïde, conformément au réglages du générateur utilisés pour l'obtention du signal 'Test'. La période étant de T=21 échantillons, la longueur totale de la salve est de 105 échantillons. La multiplication par une fenêtre de Kaiser permet d'ajuster l'enveloppe de cette salve, afin d'obtenir le meilleur résultat. Celui-ci a été obtenu pour le paramètre β=3 de la fenêtre de Kaiser. La Figure IV-11 montre le déconvolueur obtenu et le résultat de la division spectrale qu'il produit à partir du signal '*Test*' :

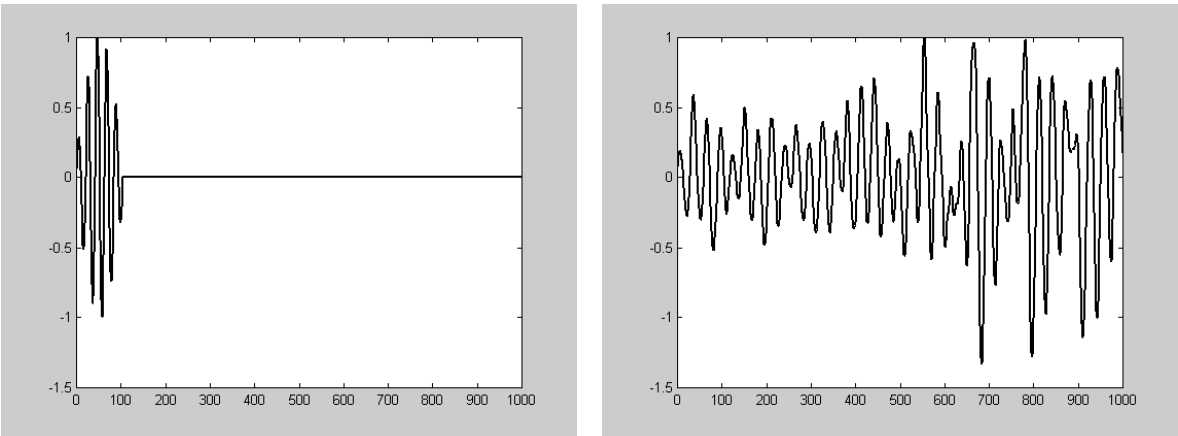

Figure IV-11 : Déconvolueur de synthèse (à gauche) et résultat de la division spectrale (à droite) sur le signal '*Test*'.

Dans la figure de droite, aucune interface n'est discernable. Ce résultat montre clairement que la division spectrale utilisant un déconvolueur synthétique ne fournit pas de résultat interprétable.

2) Signal de pression relevé à l'hydrophone

Le déconvolueur utilisé est ici le signal de pression mesuré dans la zone focale du transducteur. L'équation II-43 permet de penser que ce choix est judicieux pour obtenir

le signal d'interfaces. La Figure IV-12 montre le signal de pression et le résultat de la division spectrale qu'il engendre :

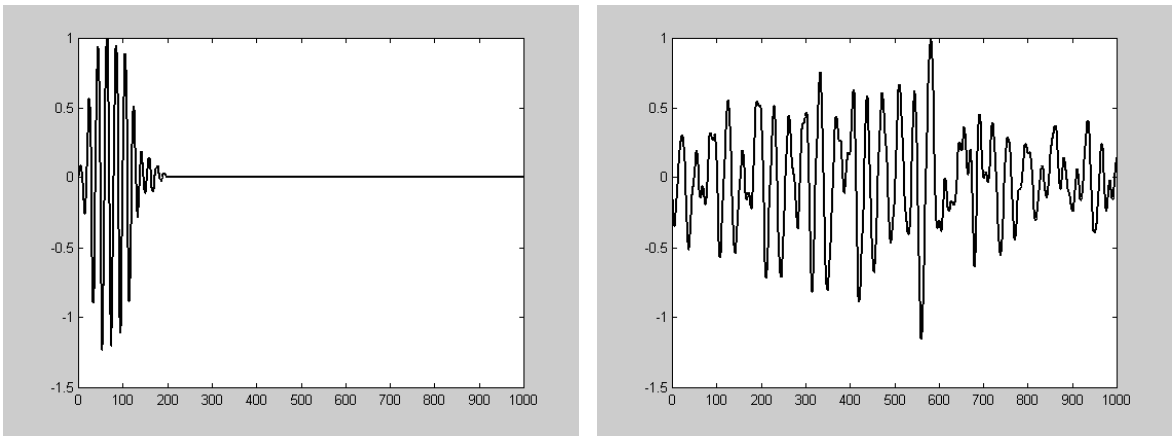

Figure IV-12 : Signal de pression réel (à gauche) et résultat de la division spectrale (à droite).

Aucune interface n'est identifiable dans la figure de droite. Ce résultat montre clairement que le signal de pression n'est pas approprié pour être utilisé comme déconvolueur d'un signal mesuré.

3) Signal mesuré réalisé à partir d'une seule interface

Le déconvolueur est ici un signal issu d'une mesure, et obtenu au moyen du même système expérimental que celui utilisé pour obtenir le signal '*Test*'. L'utilisation d'un gel long a permis d'obtenir ce signal, représentant l'interaction avec une seule interface de conductivité. En effet, sur un gel long, les interactions avec la face d'entrée et la face de sortie n'interviennent pas au même moment. Le déconvolueur est alors obtenu en isolant le signal d'interaction de la face d'entrée. La Figure IV-13 montre le signal ainsi obtenu et le résultat de la division spectrale qu'il produit :

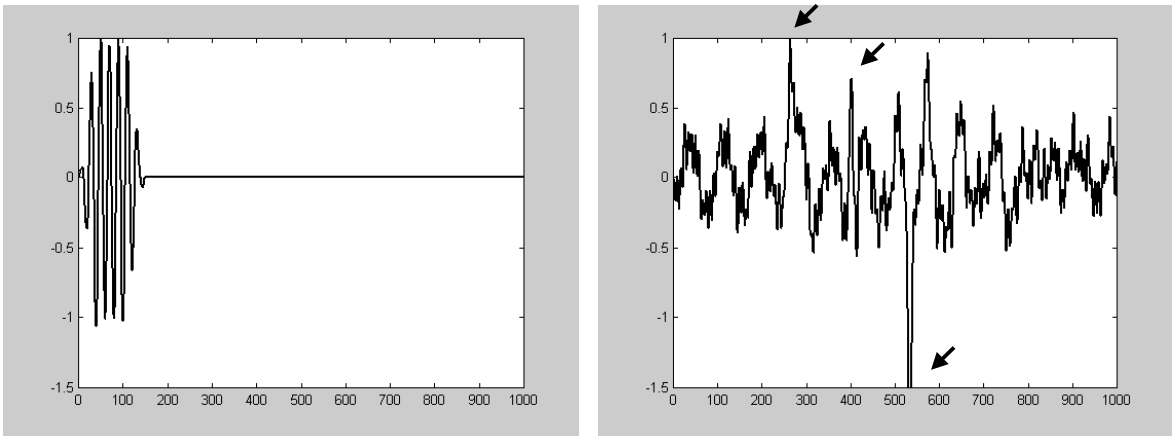

Figure IV-13 : Signal de mesure obtenu sur un milieu à une seule interface (à gauche) et résultat de la division spectrale (à droite). Les flèches représentent les interfaces résolues.

Les interfaces contenues dans le signal '*Test*' apparaissent, bien que le rapport signal/bruit reste faible. En conséquence, aucun résultat de mesure de position ou d'amplitude n'est ici donné.

- Résumé

Les résultats précédents montrent que ni un signal de synthèse, ni le signal de pression ne permettent l'extraction des interfaces contenues dans le signal '*Test*'. Seul un déconvolueur obtenu expérimentalement, dans les mêmes conditions que le signal '*Test*', permet l'utilisation de la division spectrale pour la résolution des interfaces.

L'interprétation de ce constat est que ce déconvolueur expérimental tient compte des caractéristiques physiques et électroniques du système d'acquisition, telles que :

- la propagation réelle des ultrasons dans le milieu,
- la réponse en fréquence du capteur de courant.

Le milieu peut modifier la propagation des ultrasons, et les bords des supports d'échantillons peuvent produire la diffraction partielle du faisceau. La réponse du capteur de courant joue un rôle certainement prépondérant dans la dégradation du résultat lors de la déconvolution, en modifiant les composantes spectrales du signal. Cet effet disparaît si le signal et le déconvolueur son affectés par le même filtre. L'utilisation d'un déconvolueur obtenu expérimentalement tient compte de la réponse impulsionnelle du système de mesure, permettant finalement la déconvolution des signaux mesurés.

IV.6.3 Filtrage de Wiener

Dans le filtrage de Wiener, l'influence du bruit contenu dans les signaux est atténuée par addition au dénominateur d'une quantité correspondant à l'inverse du rapport signal/bruit, "NSR" (KUNT, 1984). Cette quantité peut être une fonction de la fréquence ou un coefficient scalaire constant déterminé empiriquement. Selon cette méthode, l'équation IV-8 se transforme en équation IV-9 :

$$H[n] = \frac{I[n] \cdot G^*[n]}{|G[n]|^2 + NSR} \qquad \text{(IV-9)}$$

où $G^*[n]$ est le conjugué complexe de $G[n]$. $H[n]$ est une estimation de la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle, $h[k]$. L'équation IV-9 montre que, si la quantité NSR est fixée à zéro, le filtre de Wiener est identique au filtre inverse (équation IV-8).
La détermination d'un NSR constant ne peut se faire que par essais successifs. Pour une fonction variant avec la fréquence, le spectre du bruit peut être estimé à partir d'une portion de signal ne contenant que du bruit. Dans l'étude présentée, le paramètre NSR était indépendant de la fréquence, et de valeur déterminée empiriquement.

IV.6.3.1 Application

- Signaux de synthèse

Comme pour la division spectrale, le résultat du filtrage des signaux de synthèse donne un résultat idéal, étant donné que les signaux sont parfaitement connus. L'emploi des signaux de synthèse permet toutefois de s'assurer du bon fonctionnement des algorithmes.

- Signal '*Test*'

Les trois déconvolueurs décrits au chapitre précédent ont été testés sur le signal '*Test*'. Le paramètre NSR est ajusté indépendamment dans chaque cas, de manière à délivrer le résultat se rapprochant le plus possible du signal d'interfaces attendu.

1) Déconvolueur de synthèse

Le paramètre NSR est ajusté de manière empirique, afin de donner le meilleur rendu visuel. La Figure IV-14 présente le résultat du filtrage pour un NSR de 0,5 :

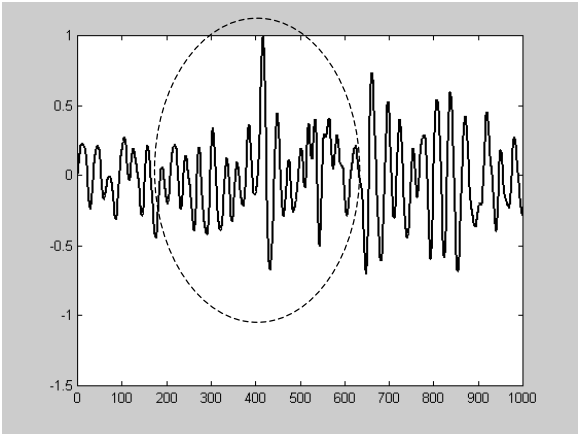

Figure IV-14 : Résultat du filtrage de Wiener avec un déconvolueur de synthèse (NSR=0,5). Le cercle en pointillés indique la zone où sont sensées se situer les trois interfaces recherchées.

Les trois interfaces recherchées ne sont pas discernables dans le signal traité. L'utilisation du filtrage de Wiener ne permet pas la résolution des interfaces au moyen d'un déconvolueur de synthèse.

2) Signal de pression relevé à l'hydrophone

La Figure IV-15 montre le résultat le plus significatif, obtenu pour une valeur de NSR de 0,8 :

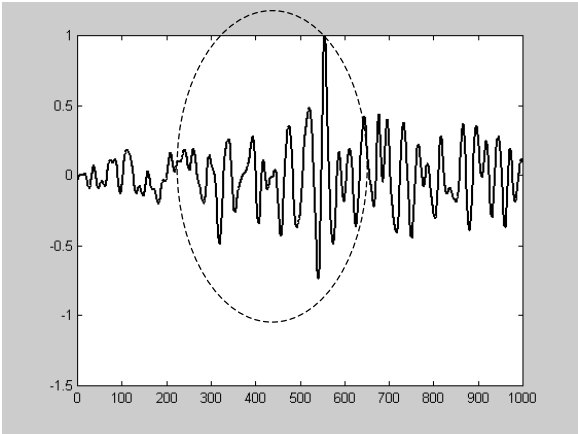

Figure IV-15 : Résultat du filtrage de Wiener le signal de pression comme déconvolueur (NSR=0,8). Le cercle en pointillés indique la zone où sont sensées se situer les trois interfaces recherchées.

Les interfaces ne sont pas résolues lors de l'utilisation du signal de pression pour le filtrage de Wiener.

3) Signal mesuré réalisé à partir d'une seule interface

La Figure IV-16 montre le résultat du filtrage obtenu pour une valeur de NSR de 0,6 :

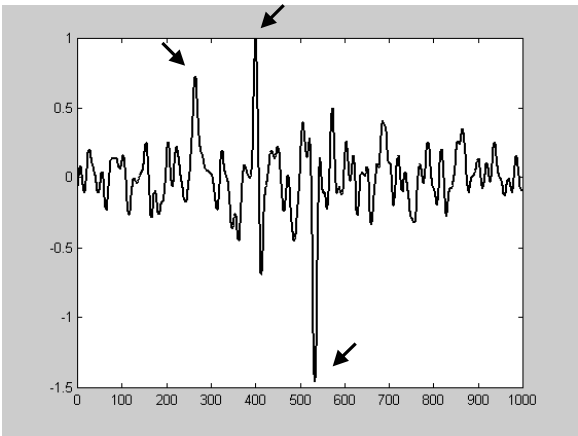

Figure IV-16 : Résultat du filtrage de Wiener avec un déconvolueur issu d'une mesure (NSR=0,6). Les flèches indiquent la positions des interfaces.

Les interfaces sont résolues. Le rapport signal/bruit du signal traité est amélioré par rapport à celui obtenu par division spectrale. Le niveau de bruit est acceptable et permet la localisation des interfaces.

La résolution obtenue par les méthodes de filtrage inverse peut être estimée en considérant un des pics de la Figure IV-16. D'après les paramètres d'acquisition utilisés, la largeur à mi-hauteur de ce pic correspond à 1 mm.

Le Tableau IV-5 donne les valeurs des positions et des amplitudes obtenues :

Tableau IV-5 : Valeurs des positions et des amplitudes des interfaces obtenues par déconvolution avec un signal de mesure.

	Interface 1	**Interface 2**	**Interface 3**
Position relative mesurée	**0**	**135**	**268**
Amplitude relative mesurée	**+ 50 %**	**+ 69 %**	**- 100 %**

Les positions des interfaces sont très bien respectées, ainsi que leurs signes. Les valeurs des amplitudes sont peu différentes de celles obtenues par filtre d'enveloppe ou intercorrélation.

IV.6.4 Résumé

La division spectrale n'est pas adaptée au traitement d'un signal mesuré. Il faut lui préférer le filtrage de Wiener, améliorant le rapport signal/bruit. Dans tous les cas, le choix du déconvolueur est capital. Les résultats ci-dessus montrent que :

- un déconvolueur synthétique ne permet pas de résoudre les interfaces,
- le signal de pression ne permet pas de résoudre les interfaces,
- un déconvolueur issu d'un signal mesuré est indispensable pour tenir compte des distorsions dues à la réponse spectrale du capteur de courant.

L'expérience montre que cette méthode présente une résolution d'environ 1 mm. Cette résolution est bien meilleure que celle obtenue avec les méthodes précédentes.

IV.7 Déconvolution homomorphique

IV.7.1 Définition

L'approche homomorphique a été utilisée en échographie comme en séismologie (ULRYCH, 1971). Lorsque deux signaux sont combinés d'une manière autre que linéaire, notamment par multiplication ou convolution, l'utilisation de méthodes de filtrage non linéaire peut s'avérer efficace et/ou nécessaire. Le filtrage homomorphique tente justement de rendre le problème linéaire. Par exemple, soit $x[k]\cdot y[k]$ le résultat de la multiplication de deux signaux $x[k]$ et $y[k]$. En prenant le logarithme du produit, on obtient $\ln(x[k]\cdot y[k])=\ln(x[k])+\ln(y[k])$, correspondant à une combinaison linéaire de deux signaux. Le logarithme est donc la transformation homomorphique transformant le système multiplicatif, non linéaire, en système additif, linéaire. Dans le cas d'un système convolutif, le signal est de la forme $x[k]*y[k]$. La transformée de Fourier transforme ce produit de convolution en produit simple : $X[n]\cdot Y[n]$. L'emploi du logarithme s'effectue alors sur les spectres des signaux : $\ln(X[n]\cdot Y[n])= \ln(X[n])+\ln(Y[n])$. La transformée de Fourier inverse de cette somme fournit un signal temporel. Ce signal est appelé "cepstre", par analogie au mot spectre dans le domaine des fréquences.

- Transformation directe

La Figure IV-17 montre la représentation symbolique de la transformation directe (OPPENHEIM et SCHAFER, 1999; ULRYCH, 1971) :

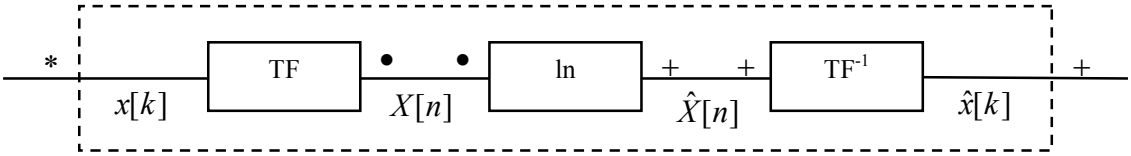

Figure IV-17: Représentation canonique du système transformant un signal réel en son cepstre complexe. '∗' représente le produit de convolution, '•' le produit simple et '+' l'addition, 'TF' et 'TF^{-1}' les transformations de Fourier directe et inverse, 'ln' le logarithme naturel.

Le signal $x[k]$, temporel et issu d'un produit de convolution, subit une transformée de Fourier. Ensuite, le logarithme, $\hat{X}[n]$, du spectre complexe, $X[n]$, est définit tel que :

$$\hat{X}[n] = \ln(X[n]) = \ln|X[n]| + j\arg(X[n]) \qquad \text{(IV-10)}$$

Le déroulement de phase est nécessaire à l'unicité du cepstre (OPPENHEIM et SCHAFER, 1999).

La transformée de Fourier inverse fournit finalement le "cepstre complexe", $\hat{x}[k]$, qui est par définition un signal temporel.

En traitement homomorphique, par analogie avec les basses et hautes fréquences, on considère les "temps-bas" et les "temps-haut". Les traitements appliqués au cepstre, par analogie avec les filtres, sont appelés "liftres". La longueur d'un liftre détermine la quantité de temps-bas ou de temps-haut qui sera conservée.

- Transformation inverse

La transformation inverse, permettant de retrouver un signal à partir de son cepstre complexe, se définit ainsi :

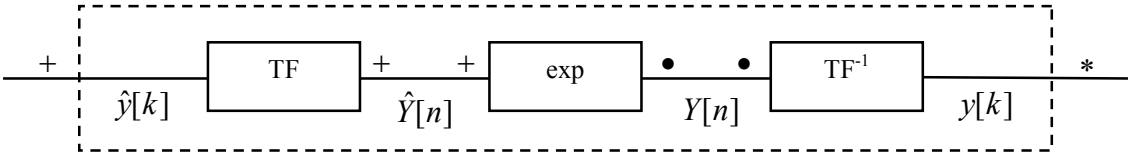

Figure IV-18 : Représentation canonique du système transformant un cepstre complexe en signal réel. '∗' représente le produit de convolution, '•' le produit simple et '+' l'addition, 'TF' et 'TF-1' les transformations de Fourier directe et inverse, 'exp' l'exponentielle.

Le cepstre complexe subit une transformée de Fourier. On prend l'exponentielle du spectre complexe obtenu. Enfin, une transformée de Fourier inverse permet d'obtenir le signal temporel original.

Un signal auquel on applique un liftre temps-bas redonne, après transformée inverse, la partie convoluée du signal de plus basse fréquence (la salve ultrasonore). Au contraire, un liftre temps-haut redonne le signal convolué de haute fréquence (le signal d'interfaces).

La série d'opérations consistant à prendre le cepstre d'un signal, le "liftrer", et prendre le cepstre inverse s'appelle la déconvolution homomorphique.

- Points à respecter

La préparation au préalable du signal a traité doit respecter certains points essentiels (ULRYCH, 1971) :

- le signal H.F., c'est à dire le train d'impulsions représentant les interfaces, doit être à phase minimale. Pour obtenir cela, un moyen astucieux décrit par Schafer est de pondérer le signal à traiter par un signal à décroissance exponentielle,
- en cas de bruit additif, il est préférable de filtrer le signal avant de lui faire subir les opérations homomorphiques plutôt qu'après,
- il est important de considérer la fréquence d'échantillonnage du signal initial. Si celle-ci n'est pas suffisante, il faut alors sur-échantillonner le signal avant d'en prendre le cepstre,
- dans un cas réel, les signaux sont toujours bruités, et le cepstre résultant l'est aussi. Il est difficile de déterminer la taille du liftre à utiliser. Il convient alors d'estimer la longueur de l'onde basse fréquence recherchée et de prendre la longueur du liftre égale à environ un tiers de celle-ci,
- en cas de mauvais rapport signal/bruit, la déconvolution homomorphique peut être utilisée conjointement avec le filtrage de Wiener. Le traitement homomorphique

permet de retrouver l'onde basse fréquence contenue dans le signal, laquelle est ensuite utilisée comme déconvolueur par le filtrage de Wiener.

IV.7.2 Application

L'application de cette méthode aux signaux de synthèse n'est pas triviale, contrairement aux autres méthodes. En l'absence d'information a priori sur le résultat, comme l'enveloppe des salves sinusoïdale, ou bien la position des interfaces, la recherche de la taille du liftre ne peut être qu'heuristique, sans garantie de résultat.

Deux types de déconvolutions homomorphiques sont utilisées :

- déconvolution homomorphique simple, permettant de calculer directement le signal représentant les interfaces (utilisation d'un liftre temps-haut),
- déconvolution homomorphique associée au filtrage de Wiener. Le déconvolueur utilisé par le filtre de Wiener est calculé par filtrage homomorphique (utilisation d'un liftre temps-bas) (cf. section "Points à respecter" ci-dessus).

▪ Signaux de synthèse

1) Déconvolution homomorphique simple

La Figure IV-19 montre les résultats de la déconvolution homomorphique simple sur signaux de synthèse, l'un à salve courte, l'autre à salve longue :

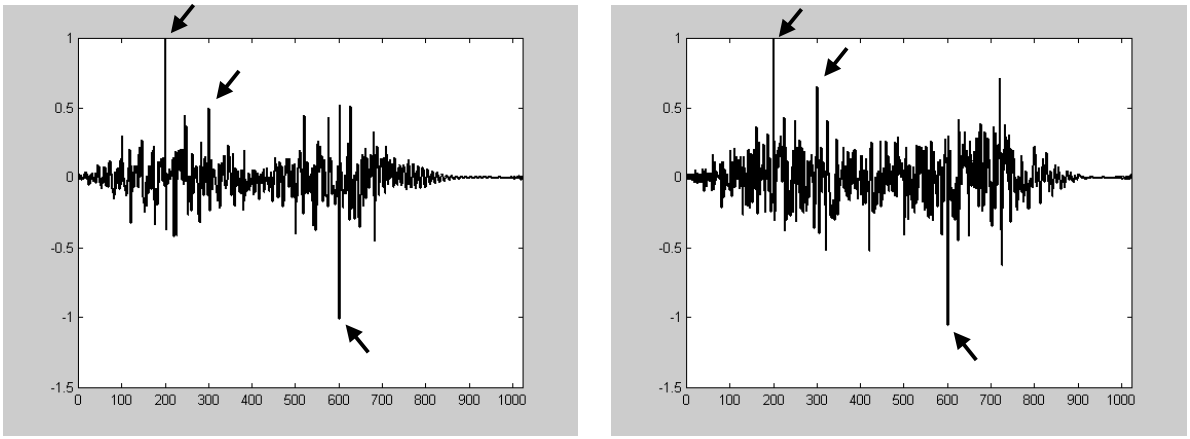

Figure IV-19 : Résultats de la déconvolution homomorphique obtenus sur le signal de synthèse à salve courte (à gauche) et à salve longue (à droite). Les flèches indiquent les interfaces. Taille de liftre = 90.

Dans les deux cas, les interfaces sont résolues, mais entourées d'artefacts ne correspondant à aucune interface réelle. Le Tableau IV-6 donne les résultats obtenus après traitement homomorphique :

Tableau IV-6 : Résultats obtenus par traitement homomorphique des signaux de synthèse.

		Interface 1	Interface 2	Interface 3
Résultats théoriques	**Position relative**	**0**	**100**	**400**
	Amplitude relative	**+ 77 %**	**+ 62 %**	**- 100 %**
Signal salve courte	**Position relative**	**0**	**100**	**400**
	Amplitude relative	**+ 98 %**	**+ 49 %**	**- 100 %**
Signal salve longue	**Position relative**	**0**	**100**	**400**
	Amplitude relative	**+ 94 %**	**+ 62 %**	**- 100 %**

Les positions des interfaces sont très bien repérées. Les amplitudes relatives calculées sont très différentes des valeurs théoriques. Le signe des gradients est respecté.

2) Déconvolution homomorphique associée au filtrage de Wiener

La Figure IV-20 montre le résultat de la déconvolution homomorphique associée au filtrage de Wiener. La partie temps-bas du cepstre calculé précédemment est utilisée comme déconvolueur du signal :

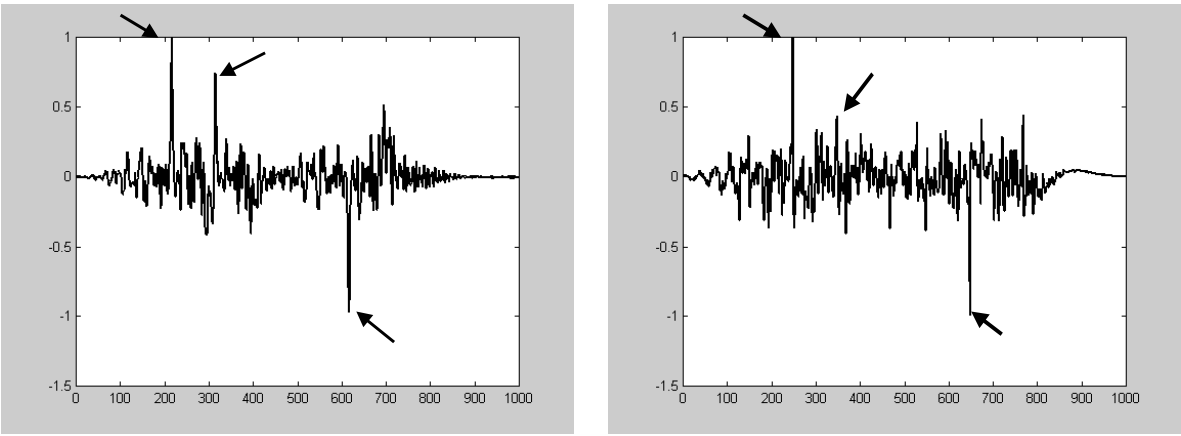

Figure IV-20 : Résultats de la déconvolution homomorphique associée au filtrage de Wiener. Résultats obtenus sur le signal de synthèse à salve courte (à gauche) et à salve longue (à droite). Les flèches indiquent les interfaces. Taille de liftre = 90.

Le Tableau IV-7 donne les valeurs des positions et des amplitudes des interfaces obtenues par cette méthode :

Tableau IV-7 : Résultats obtenus par déconvolution homomorphique associée au filtrage de Wiener, sur les signaux de synthèse.

		Interface 1	Interface 2	Interface 3
Résultats théoriques	Position relative	0	100	400
	Amplitude relative	+ 77 %	+ 62 %	- 100 %
Signal salve courte	Position relative	0	99	400
	Amplitude relative	+ 103 %	+ 77 %	- 100 %
Signal salve longue	Position relative	0	100	400
	Amplitude relative	+ 100 %	+ 44 %	- 100 %

Les positions des interfaces sont très bien repérées. En revanche, les amplitudes relatives sont notablement différentes de celles attendues. Le signe des gradients est respecté.

- Signal *Test*

1) Déconvolution homomorphique simple

La Figure IV-21 montre les résultats de la déconvolution homomorphique simple sur le signal *Test* :

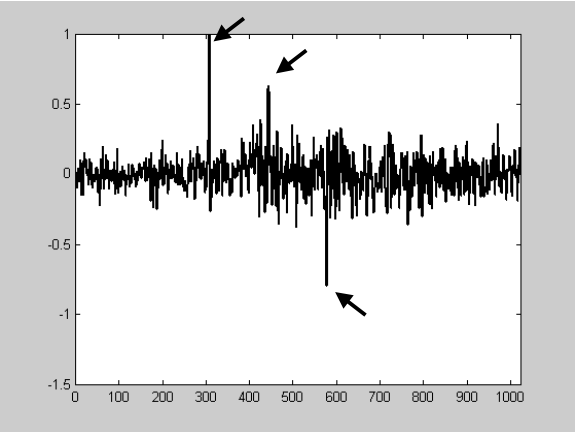

Figure IV-21 : Résultat de la déconvolution homomorphique sur le signal *Test*. Les interfaces sont résolues. Taille du liftre = 220.

Les interfaces sont bien résolues en position, mais les valeurs des amplitudes relatives ne sont pas correctes. Le bruit est relativement élevé. La largeur à mi-hauteur des pics représentant les interfaces permet d'estimer la résolution de la méthode à environ 1 mm. Le Tableau IV-8 donne les résultats obtenus :

Tableau IV-8 : Comparaison des valeurs attendues avec celles obtenues par traitement homomorphique.

		Interface 1	Interface 2	Interface 3
Mesures	Position relative mesurée	0	136	269
	Amplitude relative mesurée	+ 109 %	+ 71 %	- 100 %

La déconvolution homomorphique associée au filtrage de Wiener donne le résultat suivant :

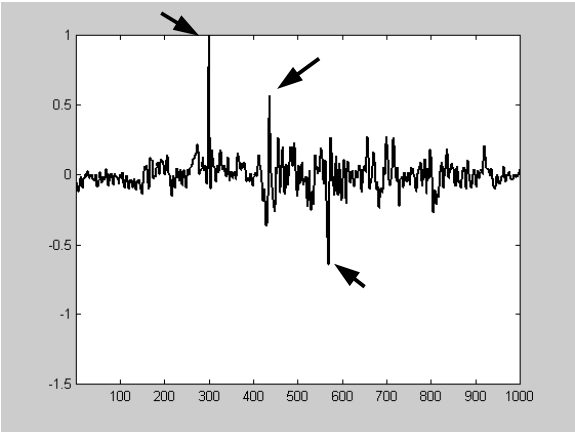

Figure IV-22 : Résultat de la déconvolution homomorphique associée au filtrage de Wiener. Les trois interfaces sont résolues (flèches). Taille du liftre = 220.

Les trois interfaces sont résolues, et le rapport signal/bruit a été amélioré par rapport à la déconvolution homomorphique seule.

2) Déconvolution homomorphique associée au filtrage de Wiener

Le Tableau IV-9 donne les résultats obtenus :

Tableau IV-9 : Comparaison des valeurs attendues avec celles obtenues par traitement homomorphique combiné au filtrage de Wiener.

		Interface 1	Interface 2	Interface 3
Mesures	**Position relative mesurée**	**0**	**136**	**269**
	Amplitude relative mesurée	**+ 156 %**	**+ 88 %**	**- 100 %**

Les positions des interfaces sont respectées, ainsi que le signe des gradients. Les amplitudes relatives sont très différentes de celles calculées par d'autres méthodes.

IV.7.3 Résumé

La déconvolution homomorphique, combinée ou non au filtrage de Wiener, permet de résoudre les interfaces. Les positions de ces dernières sont bien respectées. En revanche, les amplitudes relatives ne sont pas conformes aux valeurs attendues. Des artefacts peuvent apparaître, rendant difficile l'interprétation du signal. Ces artefacts

sont probablement dus au bruit contenu dans le signal, influant sur la phase du cepstre (ULRYCH, 1971). Le filtrage de Wiener, dont le déconvolueur est obtenu par filtrage homomorphique, améliore le rapport signal/bruit du signal traité. La résolution de cette méthode est du même ordre de grandeur (1 mm) que celle obtenue par les méthodes de filtrage inverse.

IV.8 Résumé du chapitre

Le Tableau IV-10 récapitule l'efficacité des méthodes testées selon huit critères. Le paramétrage est évalué par la quantité d'essais heuristiques nécessaires à l'obtention d'un signal interprétable. Enfin, la dernière ligne du tableau récapitule l'efficacité globale de chaque méthode appliquée au signal '*Test*' :

Tableau IV-10 : Comparatif des méthodes de traitement du signal. '*' indique une méthode présentant peu ou pas d'intérêt pour le paramètre considéré. '*' indique une méthode adaptée. (N/A=non applicable).**

	Filtre d'enveloppe	Intercorrélation	Division spectrale	Filtre de Wiener	Filtrage homomorphique	Filtrage homomorphique + filtre de Wiener
Signe des interfaces	*	***	***	***	**	***
Amplitudes relatives	*	**	**	**	*	**
Positions relatives	**	***	***	***	**	***
Longueur de la salve	*	*	***	***	**	***
Sensibilité au déconvolueur	N/A	N/A	*	**	N/A	**
Elimination du bruit	*	**	*	**	**	**
Paramétrage	***	***	***	**	*	*
Résultat sur un signal réel	*	**	**	***	**	**
Faux positifs	*	*	*	**	*	*

Le filtre d'enveloppe n'est utile que lorsque la longueur de la salve ultrasonore est inférieure aux distances séparant les interfaces. Le signe des gradients n'est pas pris en

compte, et les positions relatives calculées restent approximatives. L'amélioration du repérage des positions peut-être fait en prenant comme repère l'endroit de la plus grande pente, et non celui du maximum. Le signe pourrait être obtenu en utilisant la démodulation complexe de l'enveloppe.

Lorsque la salve est de longueur inférieure aux distances séparant les interfaces, la méthode de l'intercorrélation donne d'excellents résultats, à la fois sur les amplitudes relatives des interfaces, leur signe et leur position.

Le filtrage inverse est théoriquement le meilleur moyen d'obtenir le signal attendu. La division spectrale reste toutefois sensible au bruit de déconvolution. La version améliorée qu'est le filtrage de Wiener est la méthode qui fournit les résultats les plus stables et les plus reproductibles. Le signe des gradients est toujours respecté, et les positions relatives calculées sont très satisfaisantes.

Le filtrage homomorphique, utilisé seul ou conjointement avec le filtrage de Wiener, fournit des résultats variables. Des artefacts de déconvolution rendent difficiles l'interprétation du signal traité.

Pour le filtre d'enveloppe ou la méthode d'intercorrélation, la résolution est de l'ordre de la longueur de la salve ultrasonore. Dans le cas des méthodes de déconvolution, la résolution est d'environ 1 mm dans les conditions décrites.

La dernière ligne du Tableau IV-10 (faux positifs) montre que toutes les méthodes présentent des pics ne correspondant à aucune interface réelle. Ceux-ci sont dus soit à la résolution limitée de la méthode, et/ou à la présence de bruit dans le signal à traiter. La méthode s'affranchissant au mieux de ces artefacts est le filtrage de Wiener.

IV.9 Bibliographie

DE COULON F. Théorie et traitement des signaux. Saint-Etienne : Dunod, 1986, 548 p. (Traité d'Electricité, d'Electronique et d'Electrotechnique, Tome VI).

KUNT M. Traitement numérique des signaux. 3ème ed. Paris : Dunod, 1984, 402 p. (Traité d'Electricité, d'Electronique et d'Electrotechnique, Tome XX).

OPPENHEIM A.V., SCHAFER R.W. Discrete-Time Signal Processing. 2nd ed. New Jersey : Prentice Hall, 1999, 870 p.

THIJSSEN, J.M. Ultrasonic Tissue Characterization - Clinical achievements and technological potentials, Brussels : Stafleu's Scientific Publishing Company, 1980, 292 p.

ULRYCH T.J. Application of homomorphic deconvolution to seismology, *Geophysics*, 1971, vol 36, n°4, p 650-660.

V RESULTATS EXPERIMENTAUX

V.1 Objectivation du phénomène

Les premières expérimentations avaient montré que l'amplitude du signal observé était inférieure à 0,1 µA et se traduisait par un signal de sortie de l'ordre de quelques mV. En conséquence, la préoccupation initiale était, avant toute mesure quantitative, de s'assurer qu'il ne s'agissait pas d'un artefact, d'objectiver l'existence de ce signal et de confirmer son origine magnétique et ultrasonore.

V.1.1 Conditions expérimentales

La Figure V-1 montre le schéma complet de la configuration expérimentale utilisée pour l'obtention du signal :

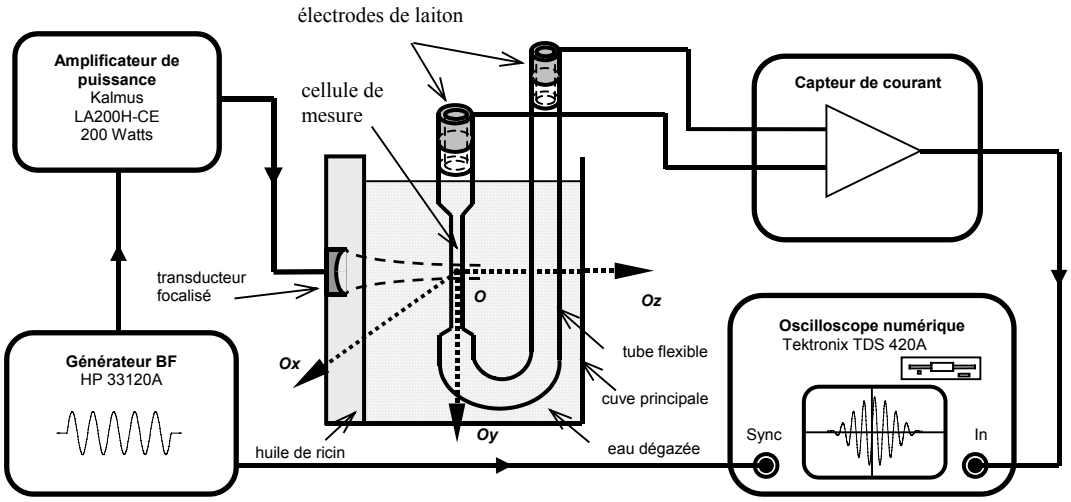

Figure V-1 : Configuration expérimentale pour l'objectivation du phénomène sur des signaux de faible amplitude.

Le matériel utilisé comprenait une cellule de mesure (cf. Figure V-1). Les électrodes employées étaient cylindriques et placées aux extrémités de la cellule, situées hors des champs appliqués. La fréquence ultrasonore était 500 kHz.

V.1.2 Origine magnétique et acoustique du signal observé

L'origine magnétique du signal observé a été vérifiée en remplaçant l'aimant par les modèles factices décrits au chapitre III.3.2.5. Pour réaliser cette mesure, l'aimant, ou un modèle, était retiré sans déplacer la cellule de mesure. Dans tous les cas, le signal n'apparaissait qu'en la présence simultanée de l'aimant et des ultrasons. Aucun signal n'était observé en présence des modèles, ou en l'absence d'ultrasons.

V.1.3 Influence de la distance au transducteur

L'origine ultrasonore du signal a aussi été vérifiée en réalisant des mesures en cinq positions différentes de la cellule de mesure. A chaque fois, la cellule de mesure et l'aimant ont été déplacés solidairement afin que l'induction magnétique appliquée sur la cellule soit constante. Les formes d'onde étaient décalées proportionnellement à la distance (cf. Figure V-2).

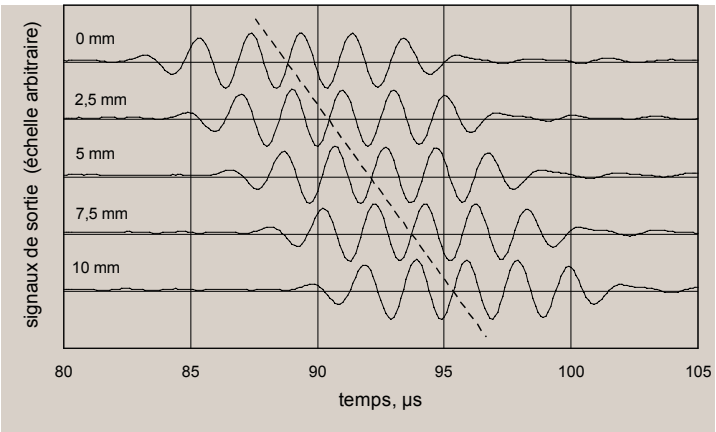

Figure V-2 : Le déplacement de la cellule de mesure induit un décalage du signal de couplage.

Pour les cinq positions, à 0; 2,5; 5; 7,5 et 10 mm, l'équation de régression linéaire était $t(\mu s) = 0.653*d(mm)+88.8$ (r^2=0.99). L'inverse de la pente correspond à la valeur de la célérité des ultrasons dans l'eau, milieu séparant le transducteur de la cellule de mesure.

V.1.4 Influence de la pression et de la conductivité

Les mesures ont été faites à 3 valeurs de pression (1 MPa, 1,5 MPa et 2 MPa) dans une solution de chlorure de sodium de concentration variable présentant des valeurs de conductivité électrique comprises entre 0,55 S/m et 1,7 S/m. La conductivité de la solution test était déterminée à partir des mesures de résistivité effectuées au moyen d'un résistivimètre Radiometer (Radiometer Analytical S.A. / Tacussel Electronique CD60), associé à une sonde de conductivité (XE100). Les valeurs mesurées étaient systématiquement corrigées en fonction de la température ambiante en utilisant les coefficients thermiques pour les ions Na^+ et Cl^- donnés par Pethig (1984). Les différences de potentiel mesurées en sortie variaient de 0,8 mV à 25 mV, correspondant à des courants de 10 nA à 320 nA. La Figure V-3 montre le graphe des valeurs expérimentales en fonction de la conductivité de la solution.

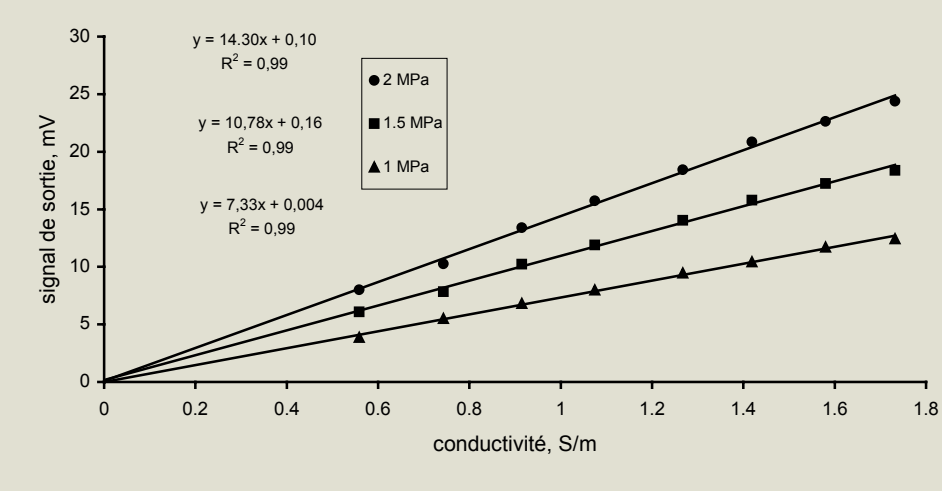

Figure V-3 : Linéarité du signal de couplage en fonction de la conductivité et de la pression appliquée.

Les expérimentations ci-dessus ont permis de conclure que le signal observé n'était pas un effet d'électrodes puisque ces dernières, situées aux extrémités du tube, n'étaient soumises ni aux ultrasons ni au champ magnétique. Enfin, le signal était décalé en fonction de la distance au transducteur et il était proportionnel à la conductivité électrique du milieu.

V.1.5 Influence de la largeur de la cellule de mesure

Si le signal répondait qualitativement aux attentes théoriques, son amplitude différait très notablement de la valeur théorique, égale à la densité de courant multiplié par la section de la cellule de mesure, au gain du convertisseur près. De plus, l'amplitude du signal variait avec la largeur de la cellule de mesure. Le Tableau V-1 présente, pour les différentes largeurs de cellules, les valeurs mesurées normalisées pour une solution électrolytique de NaCl à 9 g/l :

Tableau V-1 : Valeurs normalisées de l'amplitude du signal obtenues dans des cellules de différentes largeurs.

N° de cellule (largeur en mm)	Cellule 1 (5 mm)	Cellule 2 (10 mm)	Cellule 3 (20 mm)
Valeur maximale mesurée (normalisée)	91 %	100 %	59 %

L'amplitude du signal de couplage acousto-magnétique mesurée expérimentalement ne peut pas être reliée simplement au terme d'excitation $v_z B_x$. Différentes explications ont été considérées. Les diverses forces produites par la propagation des ultrasons ne peuvent pas expliquer les observations. Ces forces sont la pression de radiation, la force de Stokes, la force de Bernouilli, la force de Oseen et la force due aux gradients de pression (WELLS, 1977).

- La pression de radiation et la force de Stokes s'appliquent en présence d'obstacles,
- La force de Oseen n'est significative que dans un milieu non-linéaire créant une distorsion harmonique du signal de pression,
- La force de Bernouilli s'exerce dans le plan d'onde. Elle tend à modifier l'intervalle existant entre deux obstacles absorbants. Ce phénomène n'existe pas dans une solution électrolytique. Dans le cas d'un milieu cellulaire, les forces de Bernouilli exercées sur une cellule s'appliquent dans toutes les directions et leur résultante est nulle. De plus, l'influence d'une variation de l'espace interstitiel sur la conductivité globale serait réduite. En effet, en raison de la capacité de la membrane, la contribution de l'espace intracellulaire domine à la fréquence de 500 kHz,
- Le gradient de pression dû à la non-uniformité du champ de pression pouvait produire, dans les conditions expérimentales considérées, une force de radiation appréciable. Pour la cellule de mesure de 20 mm de large, la pression à ses bords était 85 % celle de la valeur centrale. Cependant, les gradients de part et d'autre de l'axe de propagation étant de signes opposés, leurs effets éventuels s'annulent mutuellement.

L'interprétation qui s'impose est que l'effet est dû à la libre circulation du courant dans le milieu entourant la zone d'interaction. La distribution des sources volumiques, dues au terme d'excitation $v_z B_x$, et la distribution de la conductivité dans le milieu, uniforme dans le cas d'un électrolyte, déterminent la configuration des lignes de courant et par suite, la fraction du courant collecté par les électrodes. Cet effet produit toujours une diminution du courant collecté, même dans une configuration tubulaire ou filaire.

L'existence de cet effet a été confirmée par la variation du signal en fonction de la largeur des cellules de mesure, toutes choses restant égales par ailleurs. Lorsque la largeur de la cellule passait de 10 à 5 mm, l'amplitude relative du signal diminuait de 9 %. Ceci est lié à la diminution de matière insonifiée, et donc à la production d'une densité de courant moindre. Avec la cellule de 20 mm de largeur, l'amplitude du signal n'était plus que de 59 %. Cette diminution de signal peut être interprété par l'admittance parallèle de la zone latérale de la cellule de mesure. La largeur de la cellule étant supérieure au diamètre de la tache focale du transducteur utilisé (environ 1 cm), le champ acoustique était plus faible aux bords. Cette zone fournit alors un chemin de bouclage pour le courant généré au centre, ce qui réduisait le courant collecté aux extrémités du tube.

V.1.6 Application à un milieu cellulaire : Mesure de la conductivité de sang de porc

V.1.6.1 Objectif

L'objectif était de vérifier que la méthode pouvait être appliquée à un milieu cellulaire, de structure plus complexe qu'une solution électrolytique ou un gel aqueux.

V.1.6.2 Matériel et méthodes

Le milieu choisi était le sang de porc, en raison de sa similitude avec le sang humain. Le sang présentait l'avantage de pouvoir contrôler la concentration en érythrocytes. L'échantillon initial de sang a été obtenu par exsanguination. Le plasma et les érythrocytes ont été séparés par centrifugation (1 700 t/min durant 10 min). La quantité de plasma ainsi recueilli était de 300 cm^3. Une solution de sérum physiologique (700 cm^3) a alors été ajoutée au plasma pour obtenir le volume de "pseudo-plasma" nécessaire aux dilutions successives. Une quantité appropriée de ce pseudo-plasma a reçu les érythrocytes pour fixer l'hématocrite initial à 60%. Ce dernier était progressivement réduit par addition du pseudo-plasma. Une pompe péristaltique (30 t/min) assurait la circulation du sang reconstitué dans la cellule de mesure. Le circuit du

fluide comprenait un flacon Becher permettant l'élimination des bulles d'air et l'addition progressive de pseudo-plasma. Ce flacon était agité manuellement afin d'assurer l'homogénéité du sang circulant. A chaque dilution, une période d'attente de 2 minutes assurait l'homogénéisation du nouveau mélange. Le signal était acquis par moyennage de 60 périodes du signal pulsé.

La conductivité du sang était déterminée à partir de la valeur crête du signal mesuré en se reportant à la courbe de la Figure V-4. Après chaque ajout de plasma, l'hématocrite réel était mesuré après centrifugation de 7 cm^3 de sang prélevé du flacon.

V.1.6.3 Résultats

Le graphe de la Figure V-4 montre les points de mesure de l'hématocrite.

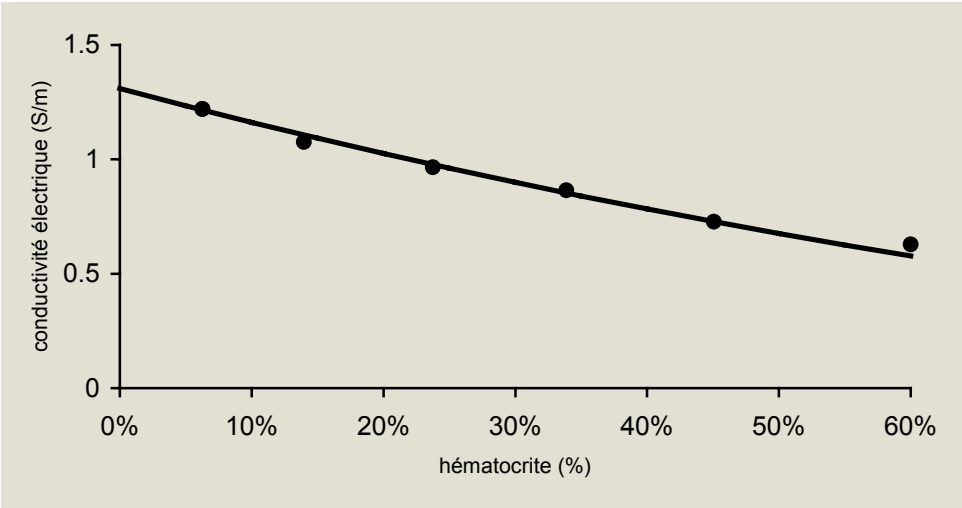

Figure V-4 : Conductivité électrique mesurée (•) et calculée (—) du sang de porc en fonction de l'hématocrite.

Les résultats expérimentaux étaient en agrément avec les valeurs fournies par l'équation de Cole pour les suspensions de sphères à membrane. L'assimilation des érythrocytes, orientés aléatoirement, à des sphères est une approximation usuelle (COLE, 1972) :

$$\sigma = \sigma_p \frac{2(1-\phi)\sigma_p + (1+2\phi)\sigma_i^{'}}{(2+\phi)\sigma_p + (1-\phi)\sigma_i^{'}} \qquad \text{(V-1)}$$

où σ est la conductivité de la suspension, ϕ, le volume fractionnaire total occupé par les particules (l'hématocrite), σ_p, la conductivité du milieu de suspension. La conductivité $\sigma_i^{'}$ tient compte de la présence de la membrane cellulaire en accord avec l'équation V-2 (COLE, 1972) :

$$\frac{1}{\sigma_i^{'}} = \frac{1}{\sigma_i} - \mathrm{j}\frac{1}{2\pi\omega r C_m} \qquad \text{(V-2)}$$

où σ_i est la conductivité du milieu intracellulaire, C_m la capacité surfacique de la membrane (F/m^2), r le rayon des sphères en suspension et ω la fréquence angulaire. Les valeurs des paramètres dans l'équation V-1 étaient : σ_p=1,31 S/m (la conductivité mesurée du pseudo-plasma), σ_i=0,45 S/m (valeur pour le sang humain donnée par EYRAUD (1967) en accord avec les valeurs reportées par Pauly (1959) pour d'autres espèces animales), r=4 µm, C_m=3 µF/cm^2 (COLE, 1941). Cette expérience est applicable aux milieux cellulaires.

V.1.7 Conclusions

Les expérimentations ont montré :

- l'existence du signal d'interaction,
- qu'il ne s'agissait pas d'un effet d'électrodes,
- que le signal était proportionnel à la conductivité du milieu, conformément aux prédictions théoriques,
- que le courant collecté n'était qu'une fraction du courant total d'interaction,
- que la fraction non mesurée provenait de bouclages dans le milieu entourant la zone de mesure,
- que la méthode a permis la mesure de la conductivité dans un milieu cellulaire.

V.2 Validation du modèle tubulaire

V.2.1 Objectif

Le modèle tubulaire décrit à la section II.7.1 a été validé au moyen de fils métalliques, sièges, comme les électrolytes, de l'interaction acousto-magnétique. La différence est que les porteurs de charges (électrons) sont d'une seule polarité et sont beaucoup plus nombreux et plus mobiles. Le conductivité électrique étant donc très élevée dans un métal, le signal est beaucoup plus intense que dans un électrolyte, ce qui permet des mesures précises avec un excellent rapport signal/bruit.

V.2.2 Hypothèse testée

On se propose de valider le modèle en utilisant deux fils parallèles soumis aux champs ultrasonore et magnétique. Chaque fil délivre un signal donné, fonction de l'induction magnétique et de la pression auxquelles il est soumis. La méthode de validation était la connexion des deux fils en série puis en parallèle.

V.2.3 Mode opératoire

V.2.3.1 Configuration expérimentale

Le générateur de signaux était directement raccordé au transducteur, sans amplificateur intermédiaire. Les salves ultrasonores comportaient 5 périodes de sinusoïdes, à la fréquence de 500 kHz. Le convertisseur courant-tension utilisé était celui à transformateur d'entrée.

V.2.3.2 Modèle tubulaire

Les fils métalliques étaient deux pistes d'un circuit imprimé. Chaque piste, réalisée en cuivre de 35 µm d'épaisseur, avait une largeur de 0,2 mm et une longueur de 155 mm. La distance entre les pistes était de 3 mm. La Figure V-5 représente schématiquement le circuit imprimé utilisé :

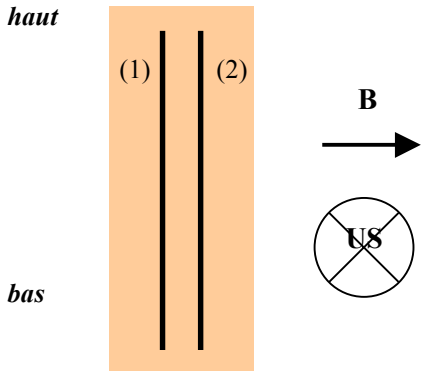

Figure V-5 : Deux fils parallèles (1) et (2). Le champ ultrasonore (US) est orienté perpendiculairement au plan de la figure. Le champ magnétique (B) est orienté vers la droite.

La faible largeur d'une piste, par rapport au diamètre de la tache focale, permettait de conclure que, dans la zone d'interaction, le champ pouvait être considéré constant dans le métal.

V.2.3.3 Tube unique

L'un ou l'autre fil pouvait être connecté aux entrées notées e_1 et e_2 du capteur de courant. Les deux configurations utilisées étaient les suivantes :

Figure V-6 : Les deux configurations n'utilisant que le fil n°1 (à gauche) ou le fil n°2 (à droite).

- Association série

L'association en série utilisée des fils était la suivante :

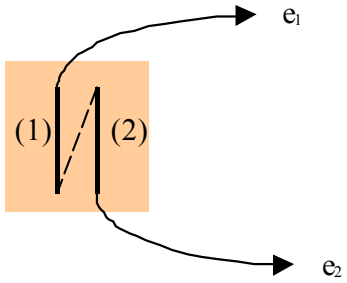

Figure V-7 : Configuration série des fils. Le trait pointillé représente une connexion électrique n'étant soumise ni aux ultrasons ni au champ magnétique.

Le fil représenté en pointillé reliait électriquement les deux pistes. La longueur et la disposition de ce fil étaient telles qu'il n'était pas soumis à l'excitation vB. La matière le composant n'intervenait donc pas dans la formation du signal.

- Association parallèle

L'association en parallèle des fils correspond à la configuration expérimentale suivante :

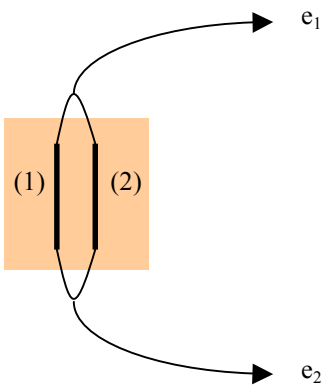

Figure V-8 : Association parallèle des pistes.

V.2.4 Résultats

Le Tableau V-2 récapitule les résultats de trois mesures, répétées à plusieurs jours d'intervalle, pour chaque configuration proposée :

Tableau V-2 : Trois résultats de mesure obtenus soit avec un fil seul, soit avec l'association série ou parallèle des fils.

configurations	fil 1	fil 2	fils en parallèle	fils en série	$\frac{\text{fil 1} + \text{fil 2}}{2}$	fil 1 + fil 2
signal mesuré (mV)	914	872	910	1 750	893	1 786
signal mesuré (mV)	898	874	910	1 734	886	1 772
signal mesuré (mV)	906	874	906	1 736	890	1 780

Les valeurs indiquées sont proportionnelles au courant mesuré à l'aide du convertisseur courant-tension. Les valeurs mesurées avec le fil 1 ou le fil 2 sont sensiblement identiques, l'écart provenant de différence d'excitation *vB* reçue par chacun des fils, le champ ultrasonore n'excitant pas symétriquement chaque piste. L'association série des fils fournit une valeur environ deux fois plus importante que celle obtenue avec un fil seul. L'association parallèle fournit une valeur semblable à celle fournit par un seul fil.

Plus précisément, lorsque les fils sont associés en série, le signal total mesuré est la somme des signaux délivrés par chacun des fils. Lorsqu'ils sont associés en parallèle, le signal délivré est la moyenne des signaux délivrés par chacun des fils. Ceci est vérifié à 3 % près par les résultats expérimentaux.

Ces expérimentations montrent indéniablement que l'interaction crée une force électromotrice au sein de l'échantillon, f.e.m. mettant en mouvement les charges contenues dans le milieu. Ce mouvement résulte en une densité de courant, collectée au moyen d'un capteur de courant. Le modèle tubulaire est ainsi validé.

V.3 Modèles en gel d'agar

V.3.1 Electrodes planes

V.3.1.1 Objectif

L'objectif était d'étudier la faisabilité de l'exploration des gradients de conductivité dans des modèles de milieux biologiques. Les dimensions de l'échantillon étaient beaucoup plus grandes que la longueur d'onde des ultrasons utilisée. Le signal était le courant collecté au moyen d'électrodes de surface. Dans cette configuration, et d'après l'équation II-46, ce signal peut être exprimé sous la forme d'un produit de convolution entre la salve ultrasonore incidente et les gradients de conductivité rencontrés le long du chemin de propagation.

V.3.1.2 Mode opératoire

- Configuration expérimentale

Le courant total d'interaction était collecté au moyen des électrodes planes, en contact avec deux faces opposées du gel. Les salves ultrasonores étaient constituées de 5 périodes d'une onde sinusoïdale à 500 kHz.

- Blocs de gel d'agar

Chaque bloc mesurait 20 mm de long, 30 mm de large et 50 mm de haut. Le nombre d'interfaces de conductivité était ajusté en utilisant un ou plusieurs blocs accolés et de conductivité différentes. Le ou les blocs étaient placés dans la chambre de mesure. Le milieu environnant le gel était de l'huile de ricin, milieu de conductivité électrique nulle. L'huile de ricin présente une impédance acoustique proche de celle de l'eau, et permet, de par sa nature non ionisante, une meilleure conservation du contenu en ions des blocs de gel.

- Deux interfaces

La Figure V-9 montre un bloc de gel de 2 cm de long inséré entre les électrodes :

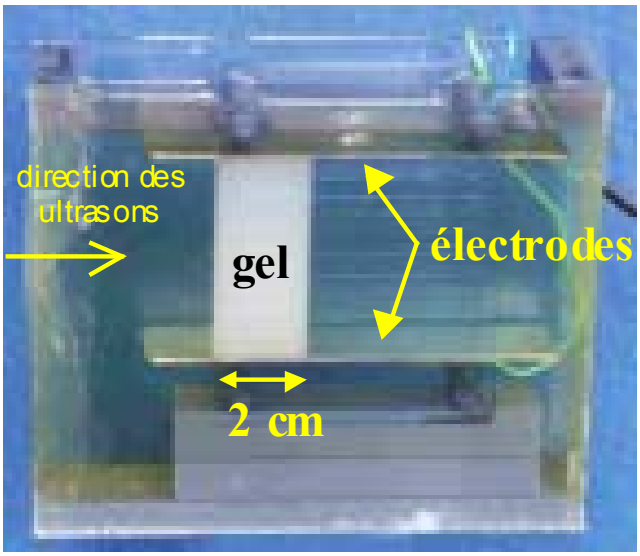

Figure V-9 : Bloc de gel de 2 cm de long. La chambre de mesure est remplie d'huile de ricin.

Les interfaces étaient perpendiculaires à l'axe de propagation des ultrasons. Le porte-électrodes était immergé dans la chambre de mesure qui était remplie d'huile de ricin. Ainsi, les faces d'entrée et de sortie du bloc de gel, vues par les ultrasons, étaient deux interfaces représentant des gradients de conductivité. Deux valeurs de conductivité électrique ont été testées : 0,5 S/m et 1,4 S/m.

- Trois interfaces

De la même façon, deux blocs de gel accolés permettaient d'obtenir trois interfaces, le gradient de conductivité à l'interface gel/gel étant obtenu par la différence de conductivité électrique entre chacun des blocs de gel. La Figure V-10 montre deux blocs de gels de conductivités différentes :

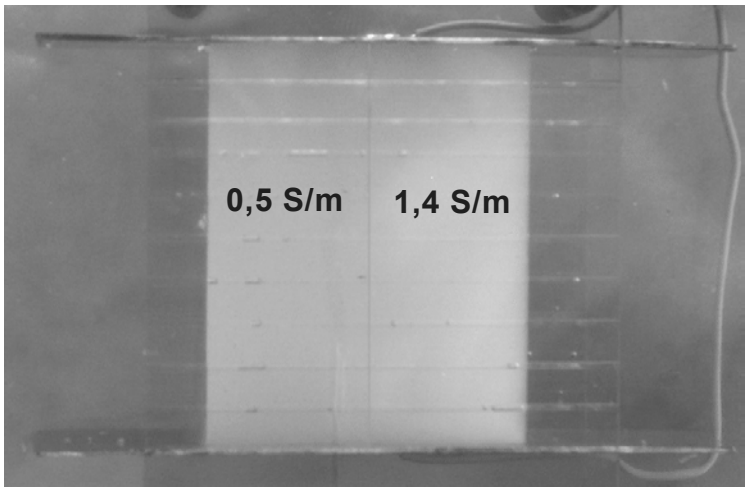

Figure V-10 : Deux blocs de gels accolés (2 x 2 cm), de conductivité électrique respective 0,5 S/m et 1,4 S/m.

- Quatre interfaces

Une troisième configuration comportait trois blocs de gels, de conductivité respective égale à 0,2 S/m, 0,5 S/m et 1,4 S/m. La Figure V-11 montre la disposition des blocs :

Figure V-11 : Trois blocs de gels accolés (3 x 2 cm), de conductivité respective 0,2 S/m, 0,5 S/m et 1,4 S/m.

- Méthode

La conductivité électrique variait donc, par construction, le long de l'axe *Oz*. Le système était considéré invariant par translation le long de l'axe *Ox*. La Figure V-12 représente la chambre de mesure insérée entre les pôles de l'applicateur magnétique. Le transducteur se situe derrière la membrane octogonale visible en arrière plan.

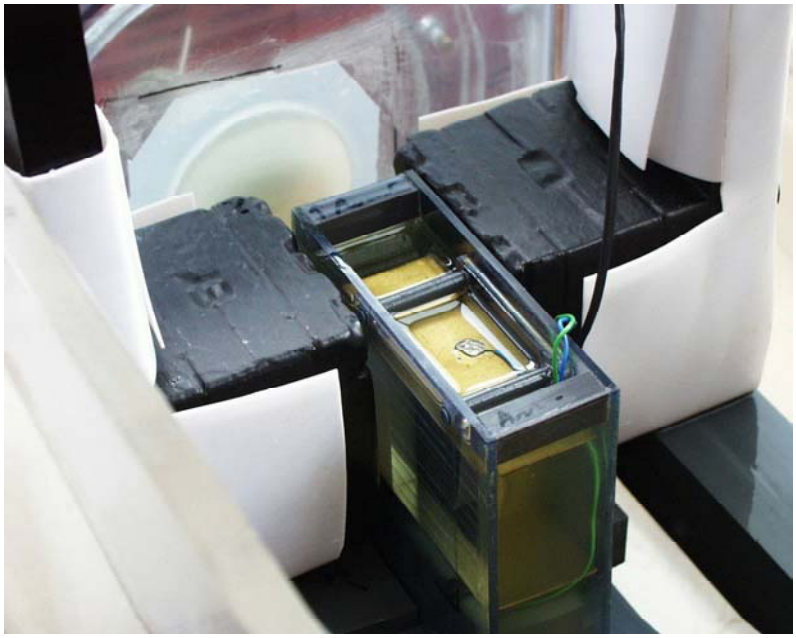

Figure V-12 : Chambre de mesure insérée entre les pôles de l'applicateur magnétique.

Pour chaque configuration de blocs, le signal d'interaction a été mesuré et traité par cinq méthodes de traitement du signal décrites au chapitre IV, à savoir le filtre d'enveloppe, l'intercorrélation, le filtrage de Wiener, la déconvolution homomorphique simple et la déconvolution homomorphique associée au filtrage de Wiener. Un tableau de résultats permet de comparer dans chacun des cas les positions calculées des interfaces et leurs amplitudes respectives.

V.3.1.3 Résultats

- Deux interfaces

La Figure V-13 montre les résultats obtenus sur un seul bloc de gel de 2 cm de longueur et de conductivité égale à 0,5 S/m :

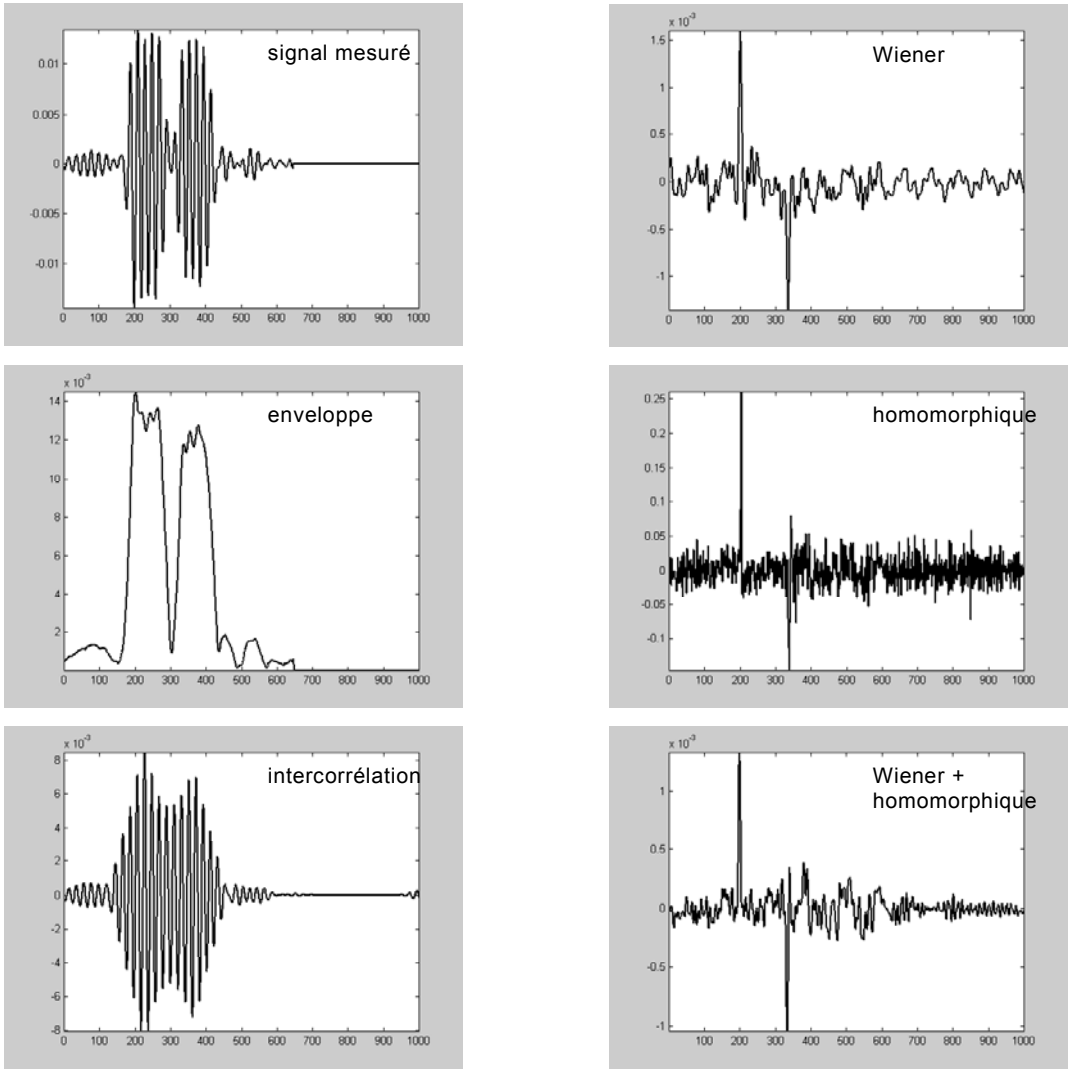

Figure V-13 : Signal mesuré (en haut à gauche) et signaux traités, pour un bloc de gel de 2 cm de long (σ=0,5 S/m).

Le passage de l'huile au gel représente un gradient positif de conductivité, tandis que le passage du gel à l'huile représente un gradient négatif de conductivité. Visuellement, le meilleur résultat semble être donné par le filtre de Wiener. Mais étant donné que la salve ultrasonore est plus courte que la distance entre les interfaces, la méthode de l'intercorrélation peut aussi donner de bons résultats. Le Tableau V-3 donne les valeurs mesurées pour chaque méthode de filtrage :

Tableau V-3 : Bloc de gel de 2 cm (σ=0,5 S/m) : valeurs calculées après filtrage.

		Interface 1	Interface 2
enveloppe	Position relative	0	176
	Amplitude mesurée	14,5 10^{-3}	12,8 10^{-3}
	Amplitude relative	+ 100 %	+ 88 %
intercorrélation	Position relative	0	135
	Amplitude mesurée	8,42 10^{-3}	-7,19 10^{-3}
	Amplitude relative	+ 100 %	- 85 %
Wiener	Position relative	0	135
	Amplitude mesurée	1,59 10^{-3}	-1,36 10^{-3}
	Amplitude relative	+ 100%	- 85,5 %
homomorphique	Position relative	0	135
	Amplitude mesurée	0,26	-0,147
	Amplitude relative	+ 100%	- 56,5 %
Wiener + homomorphique	Position relative	0	135
	Amplitude mesurée	1,328	-1,04
	Amplitude relative	+ 100 %	- 78 %

D'après les paramètres d'acquisition, la distance théorique de 2 cm entre les deux interfaces correspond à 135 échantillons. A part le filtre d'enveloppe, sensible au bruit contenu dans le signal, toutes les méthodes permettent de détecter parfaitement les positions des interfaces.

L'amplitude des pics représentant les interfaces devrait être en théorie identique à l'entrée et à la sortie du bloc de gel, le gradient de conductivité étant le même en ces deux endroits. On observe cependant une décroissance du signal d'interaction,

probablement liée à la décroissance du signal ultrasonore au cours de sa propagation (divergence du faisceau). La méthode de l'intercorrélation et le filtrage de Wiener fournissent les mêmes résultats. Ceux-ci sont pris comme référence afin de pouvoir comparer les résultats obtenus avec les autres configurations de blocs de gel. Le traitement homomorphique, utilisé seul ou conjointement avec le filtrage de Wiener, fournit des amplitudes relatives plus faibles que celles obtenues par intercorrélation.

Ces résultats permettent également de déterminer la résolution obtenue pour chaque méthode de traitement du signal. Pour le filtre d'enveloppe et l'intercorrélation, la résolution est de l'ordre de la longueur de la salve ultrasonore. Pour les méthodes de déconvolution, la largeur à mi-hauteur du pic représentant l'interface correspond à 1 mm (cf. section IV.7). La Figure V-14 montre les résultats obtenus sur un seul bloc de gel de 2 cm de longueur et de conductivité égale à 1,4 S/m :

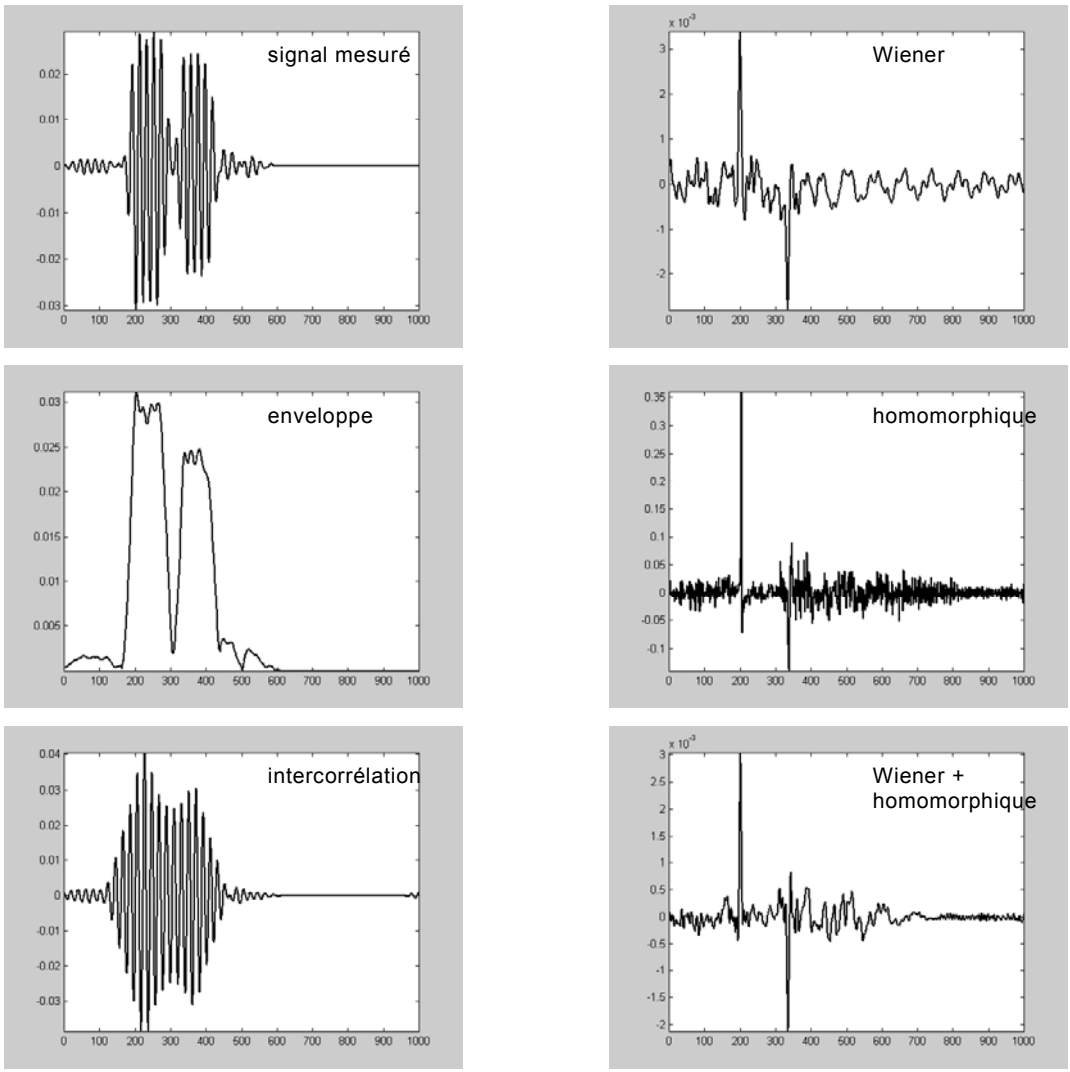

Figure V-14 : Signal mesuré (en haut à gauche) et signaux traités, pour un bloc de gel de 2 cm de long (σ=1,4 S/m).

Là encore, l'intercorrélation et le filtrage de Wiener semblent fournir les résultats les plus appropriés. Le Tableau V-4 donne les résultats obtenus pour les différentes méthodes de traitement du signal :

Tableau V-4 : Bloc de gel de 2 cm (σ=1,4 S/m) : valeurs mesurées et calculées après filtrage.

		Interface 1	Interface 2
enveloppe	Position relative	0	176
	Amplitude mesurée	$3,1\ 10^{-2}$	$2,49\ 10^{-2}$
	Amplitude relative	+ 100 %	+ 80 %
intercorrélation	Position relative	0	135
	Amplitude mesurée	$4\ 10^{-2}$	$-3,1\ 10^{-2}$
	Amplitude relative	+ 100 %	- 77,5 %
Wiener	Position relative	0	135
	Amplitude mesurée	$3,38\ 10^{-3}$	$-2,8\ 10^{-3}$
	Amplitude relative	+ 100 %	- 83 %
homomorphique	Position relative	0	135
	Amplitude mesurée	0,36	-0,14
	Amplitude relative	+ 100 %	- 39 %
Wiener + homomorphique	Position relative	0	134
	Amplitude mesurée	$3\ 10^{-3}$	$-2,1\ 10^{-3}$
	Amplitude relative	+ 100 %	- 70 %

Mis à part le filtre d'enveloppe, toutes les méthodes fournissent la bonne distance séparant les interfaces (135 échantillons). Les valeurs des amplitudes fournies sont correctes pour l'intercorrélation et le filtrage de Wiener. Les méthodes homomorphiques donnent des valeurs sous estimées.

Les valeurs d'amplitudes fournies par le filtre d'enveloppe et par le filtrage de Wiener sont directement comparables à celles obtenues pour le bloc de gel précédent, de

conductivité σ=0,5 S/m. Le rapport de conductivité entre gels vaut 2,8. Les valeurs calculées ici (gel à 1,4 S/m) sont 2,13 fois plus grandes que celles obtenues avec le gel à 0,5 S/m. L'ordre de grandeur est respecté, avec seulement 30 % d'écart. Celui-ci provient probablement de l'incertitude existant sur la valeur réelle de la conductivité des blocs de gels (cf. section III.7.2).

- Trois interfaces

Les deux blocs de gels étudiés précédemment ont été accolés, afin de fournir un milieu à trois interfaces. Chacun des gels mesure 2 cm de longueur (0,5 S/m et 1,4 S/m). La Figure V-15 montre les résultats obtenus dans ce cas :

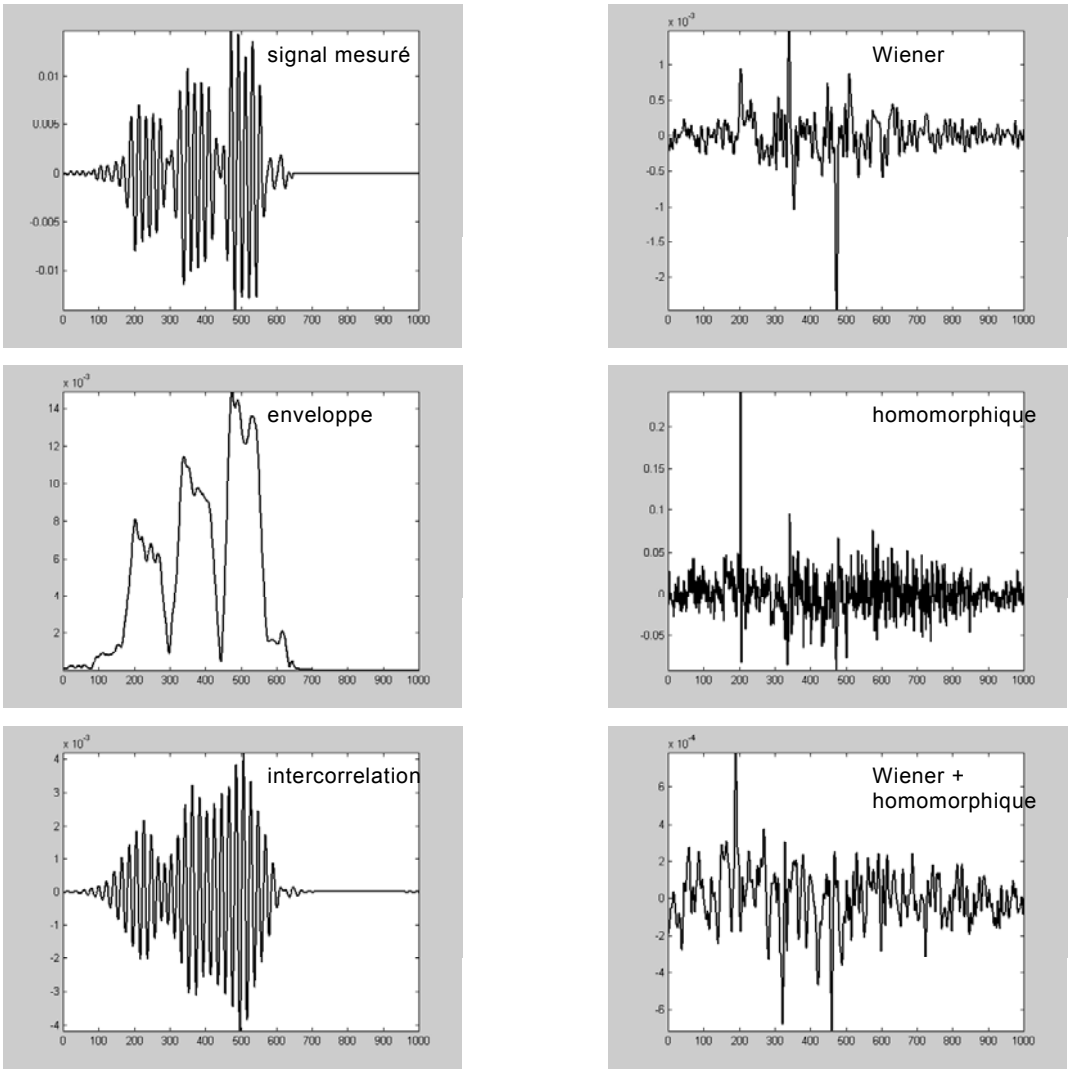

Figure V-15 : Signal mesuré (en haut à gauche) et signaux traités, pour deux blocs de gel accolés, de 2 cm de long chacun (σ=0,5 S/m et 1,4 S/m respectivement).

Le passage de l'huile au gel est un gradient de conductivité positif ; celui du gel 1 au gel 2, est un gradient également positif ; et celui du gel 2 à l'huile est un gradient négatif. Les trois interfaces sont bien repérées.

Tableau V-5 : Deux blocs de gel accolés de 2 cm (σ=0,5 S/m et 1,4 S/m) : valeurs mesurées et calculées après filtrage.

		Interface 1	Interface 2	Interface 3
enveloppe	Position relative	0	136	272
	Amplitude mesurée	$8,1\ 10^{-3}$	$11,5\ 10^{-3}$	$14,9\ 10^{-3}$
	Amplitude relative	+ 54 %	+ 77 %	- 100 %
Intercorrélation	Position relative	0	136	270
	Amplitude mesurée	$2,17\ 10^{-3}$	$3,21\ 10^{-3}$	$-4,18\ 10^{-3}$
	Amplitude relative	+ 52 %	+ 77 %	- 100 %
Wiener	Position relative	0	135	268
	Amplitude mesurée	$9,4\ 10^{-4}$	$1,47\ 10^{-3}$	$-2,45\ 10^{-3}$
	Amplitude relative	+ 38 %	+ 60 %	- 100 %
Homomorphique	Position relative	0	137	269
	Amplitude mesurée	0,24	$9,6\ 10^{-2}$	-0,09
	Amplitude relative	+ 267 %	+ 107 %	- 100 %
Wiener + homomorphique	Position relative	0	132	270
	Amplitude mesurée	$7,8\ 10^{-4}$	$-6,8\ 10^{-4}$	$-7,1\ 10^{-4}$
	Amplitude relative	+ 110 %	- 96 %	- 100 %

Les positions relatives attendues sont de 135 échantillons entre les deux premières interfaces, et de 270 échantillons entre l'interface d'entrée et l'interface de sortie. Les différentes méthodes fournissent des résultats proches de ces attentes théoriques.

Les signes des gradients de conductivité rencontrés sont bien respectés (sauf avec le filtre d'enveloppe). Concernant les amplitudes relatives, on attend qualitativement un premier pic positif, puis un second pic d'amplitude plus élevée, et enfin un pic final

négatif, d'amplitude encore plus élevée. Chacune des méthodes fournit un résultat différent. L'intercorrélation et le filtrage de Wiener donnent les meilleurs résultats.

Quantitativement, par comparaison avec les résultats obtenus précédemment sur les gels seuls, les amplitudes calculées ici sont plus faibles. Ceci provient vraisemblablement de la déperdition en ions des gels. Des phénomènes de diffusion ionique interviennent lorsque les blocs de gels sont mis en contact entre eux ou avec un autre fluide.

- Quatre interfaces

Un bloc de gel supplémentaire (σ=0,2 S/m) a été rajouté devant les deux blocs de la configuration précédente. La Figure V-16 montre les résultats obtenus pour cette configuration :

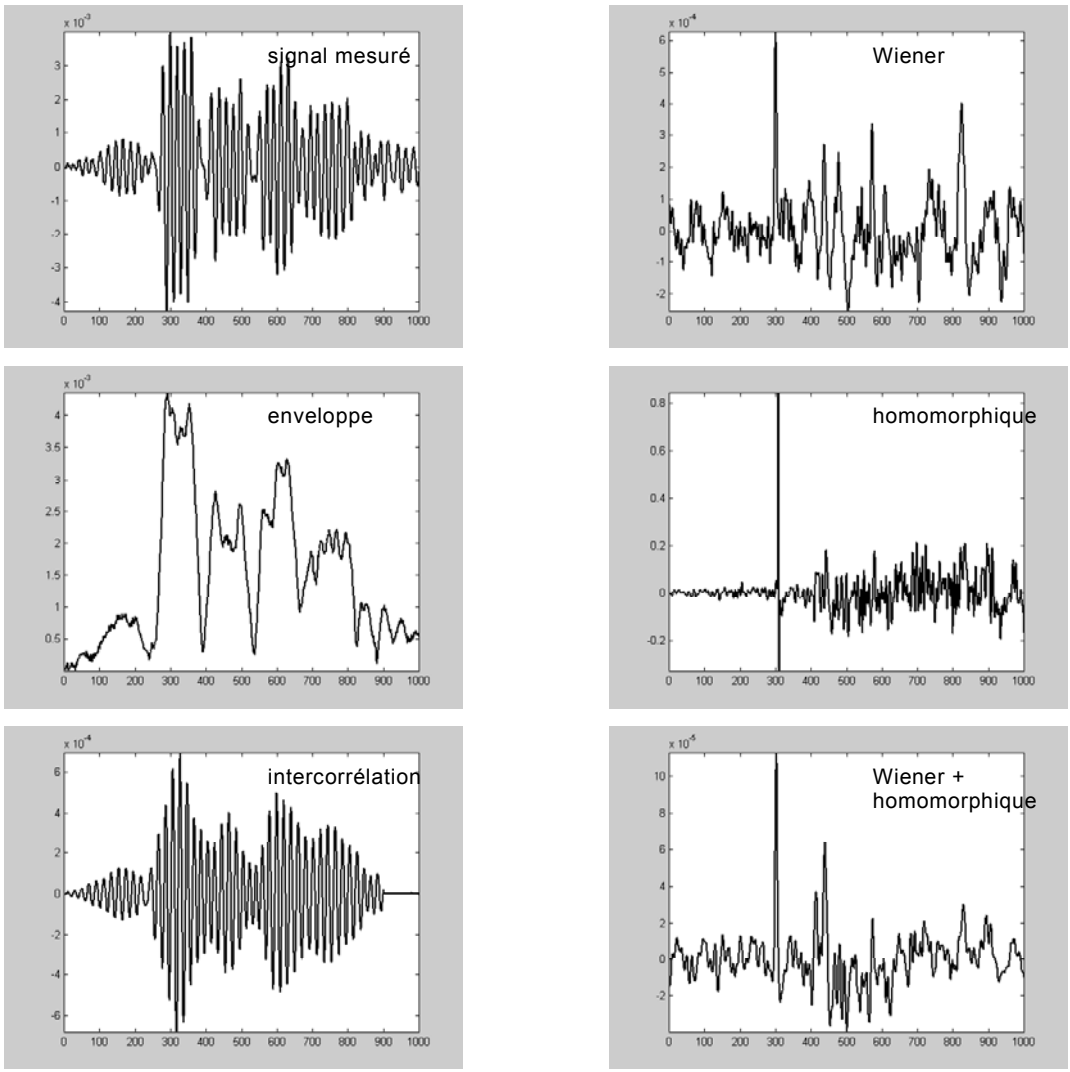

Figure V-16 : Signal mesuré (en haut à gauche) et signaux traités, pour trois blocs de gel accolés, de 2 cm de long chacun (σ=0,2 S/m, 0,5 S/m et 1,4 S/m respectivement).

Sur le signal mesuré brut, on distingue nettement les trois premières réponses aux interfaces, mais on remarque un étalement de la dernière interface. Cet étalement est lié à la longueur totale de l'échantillon (6 cm), qui est supérieure à la longueur focale du transducteur (5 cm, cf. section III.2.3.3). Hors de la zone focale, le signal mesuré ne correspond plus à une interaction localisée.

Qualitativement, le signal filtré théorique comporte un pic positif d'entrée dans le premier bloc gel, deux autres pics positifs correspondant aux interfaces gel/gel, et un pic négatif de sortie du dernier bloc de gel. Les résultats des filtrages ci-dessus montrent clairement l'apparition d'artefacts rendant l'interprétation des signaux difficile ou fausse. Toutefois, la position théorique des interfaces étant ici connue, il est possible de relever les valeurs de position et d'amplitude de chaque interface, sans tenir compte des artefacts. Le Tableau V-6 ci-dessous donne les résultats obtenus après filtrage :

Tableau V-6 : Trois blocs de gel accolés de 2 cm (σ=0,2 S/m ; 0,5 S/m et 1,4 S/m) : valeurs mesurées et calculées après filtrage.

		Interface 1	Interface 2	Interface 3	Interface 4
enveloppe	Position relative	0	135	336	476
	Amplitude mesurée	$4,3\ 10^{-3}$	$2,8\ 10^{-3}$	$3,3\ 10^{-3}$	$2,2\ 10^{-3}$
	Amplitude relative	+ 100 %	+ 65 %	+ 77 %	+ 51 %
intercorrélation	Position relative	0	138	272	416
	Amplitude mesurée	$6,9\ 10^{-4}$	$4\ 10^{-4}$	$5\ 10^{-4}$	$3,4\ 10^{-4}$
	Amplitude relative	+ 100 %	+ 58 %	+ 72 %	+ 49 %
Wiener	Position relative	0	137	272	404
	Amplitude mesurée	$6,2\ 10^{-4}$	$2,7\ 10^{-4}$	$3,4\ 10^{-4}$	$-2,3\ 10^{-4}$
	Amplitude relative	+ 100 %	+ 43,5 %	+ 55 %	- 37 %
homomorphique	Position relative	0	135	271	390
	Amplitude mesurée	0,84	0,18	0,18	0,21
	Amplitude relative	+ 100 %	+ 21 %	+ 21 %	+ 25 %
Wiener + homomorphique	Position relative	0	137	272	417
	Amplitude mesurée	$1,1\ 10^{-4}$	$6,4\ 10^{-5}$	$2,2\ 10^{-5}$	$2,1\ 10^{-5}$
	Amplitude relative	+ 100 %	+ 58 %	+ 20 %	+ 21 %

Les positions relatives théoriques des quatre interfaces sont 0, 135, 270 et 405 échantillons. La plupart des méthodes utilisées fournissent un résultat acceptable. En revanche, les signes des gradients rencontrés ne sont correctement donnés que par le filtrage de Wiener. Dans tous les cas, les amplitudes relatives ne sont pas représentatives des gradients de conductivité réels. Notre méthode permet d'explorer en profondeur (4 cm ici) les gradients de conductivité d'un modèle de milieu biologique.

Commentaires sur les notions d'interfaces et de gradients de conductivité :

- Bien que l'équation II-46 fasse intervenir les gradients de conductivité, on utilise plutôt le terme d'interface. A la surface de séparation entre deux milieux denses (gel, huile, eau…), il existe toujours une zone de transition car la diffusion ionique (contrôlant la conductivité) tend à compenser la discontinuité.
- Seuls les gradients importants de conductivité produisent un signal mesurable.

V.3.2 Electrodes de taille réduite

V.3.2.1 Objectif

L'objectif était de vérifier que, dans le modèle "volumique", le signal de couplage pouvait être capté au moyen d'électrodes de surface réduite et positionnées en différents points de l'échantillon. Cette approche avait pour but de vérifier la faisabilité de la méthode en cas d'une surface non plane et irrégulière.

V.3.2.2 Mode opératoire

Une électrode circulaire (S=1,1 cm²) était utilisée comme électrode mobile, appliquée en différents points de la face supérieure du bloc de gel. Une électrode plane recouvrant entièrement la surface d'appui du gel servait d'électrode indifférente. Le bloc de gel utilisé était long, permettant de séparer significativement les points de mesures. Seul le signal résultant de l'interaction à l'interface d'entrée du bloc était pris en compte. La Figure V-17 représente le bloc de gel vu de dessus. Les trois points de mesure sont représentés par les points M1, M2 et M3 :

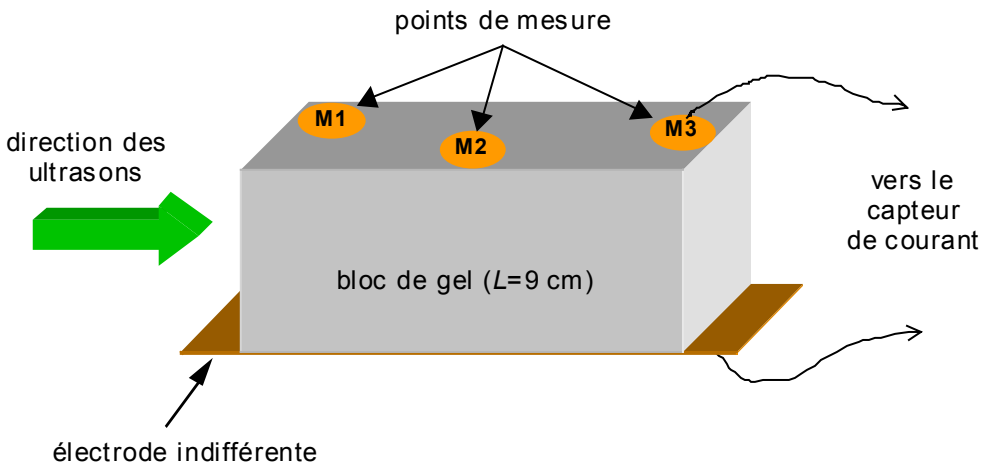

Figure V-17 : Mesure du signal à l'aide d'une électrode mobile (S=1,1 cm²), placée en l'un des trois points de mesure M1, M2 ou M3.

Le premier point de mesure, M1, était situé près de l'interface d'entrée du bloc de gel, sur la gauche de l'axe de propagation des ultrasons. Le deuxième point de mesure, M2, était situé environ au milieu du bloc, sur la droite de l'axe de propagation. Le troisième et dernier point de mesure, M3, était situé près de l'interface de sortie du bloc, au niveau de l'axe de propagation.

V.3.2.3 Résultats

La Figure V-18 représente les trois signaux recueillis aux trois positions de mesures :

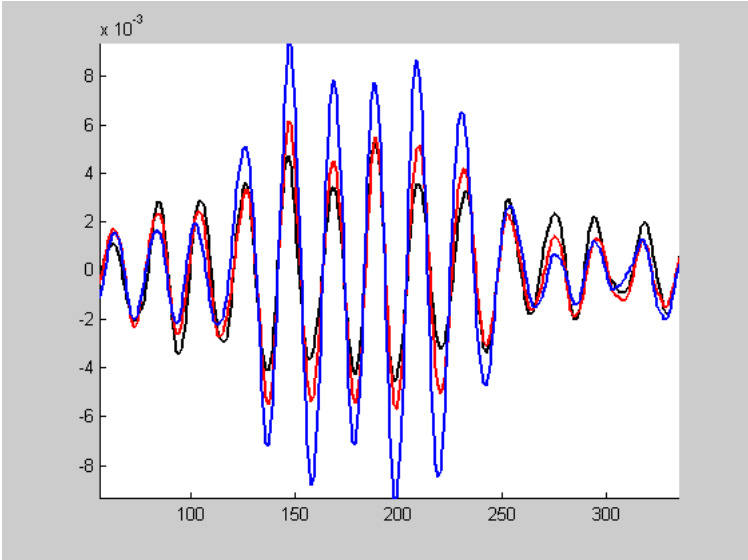

Figure V-18 : Signaux représentant le signal issu de l'interface d'entrée d'un gel long (*L*=9 cm). Trois emplacements de mesure différents : proche de la face d'entrée du bloc, M1 (en bleu), au milieu du bloc, M2 (en rouge) et proche de la face de sortie du bloc, M3 (en noir).

La position de l'électrode mobile influe sur l'amplitude du signal recueilli. Plus cette électrode est proche de l'interface d'entrée, où à lieu l'interaction, plus l'amplitude du signal mesuré est élevée. Ceci est dû au fait que le bloc de gel, conducteur de l'électricité, représente une impédance parallèle de plus en plus faible au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'interface d'entrée. En conséquence, seule une partie de plus en plus réduite du signal d'interaction est collectée (cf. section V.1.7).

L'enveloppe des trois signaux mesurés est sensiblement identique. Le signal d'interaction peut donc être collecté au moyen d'une électrode de surface réduite. De plus, cette électrode ne doit pas être nécessairement positionnée près de la zone où a lieu l'interaction.

V.3.3 Electrodes de face avant

V.3.3.1 Objectif

Dans les expérimentations précédentes, les électrodes étaient situées sur les faces perpendiculaires à la direction de création du signal de couplage. L'objectif de cette

étude était de montrer que le signal de couplage peut être collecté par des électrodes placées sur la face avant de l'échantillon, pour des situations où les faces latérales ne permettent pas l'application d'électrodes.

V.3.3.2 Mode opératoire

L'échantillon étudié était un bloc de gel d'agar, de 2 cm de long et de conductivité électrique σ=1,4 S/m. La Figure IV-19 montre le gel avec les électrodes situées sur la face avant (S=4x30 mm²). Les supports du bloc de gel étaient isolants.

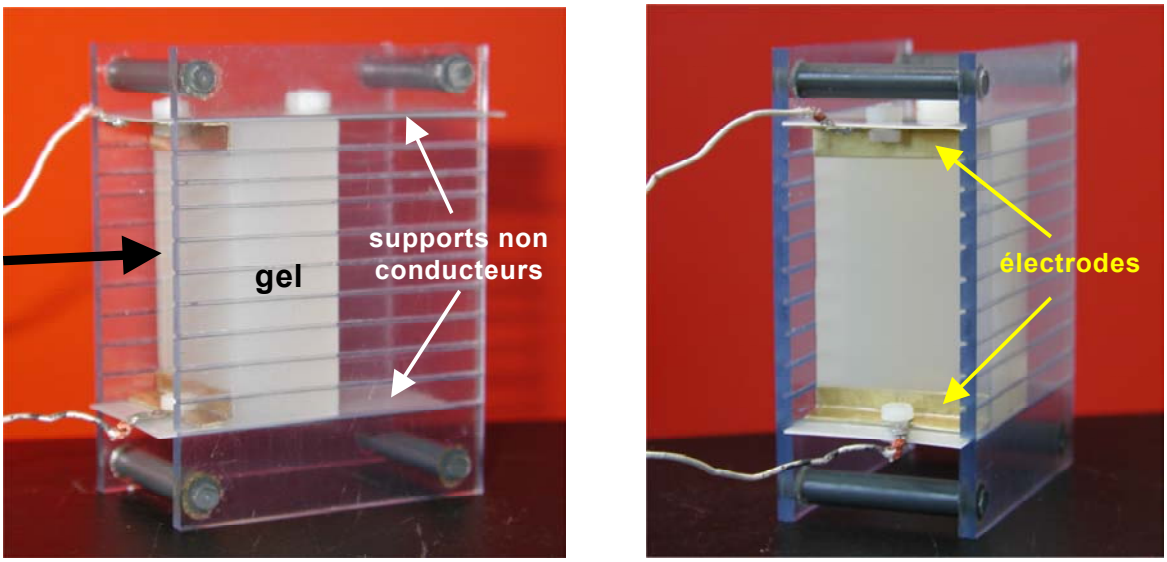

Figure V-19 : Electrodes de laiton appliquées sur la face d'entrée d'un bloc de gel de 2 cm de long (σ=1,4 S/m). La flèche noire représente la direction des ultrasons.

V.3.3.3 Résultats

Le signal mesuré est représenté sur la Figure V-20 :

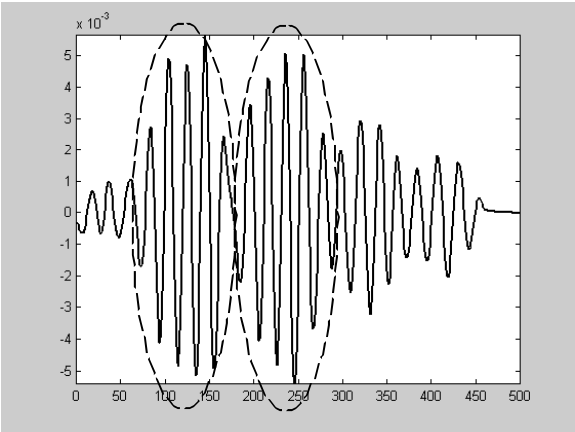

Figure V-20 : Signal recueilli sur un bloc de gel de 2 cm de long, au moyen d'électrodes appliquées sur la face avant du gel.

Ce signal comporte la réponse à chaque interface du bloc de gel (cercles pointillés). La partie supplémentaire du signal peut provenir d'un effet d'électrode, les ultrasons engendrant le mouvement des charges contenues dans les électrodes.

Ce résultat montre que le signal de couplage est mesurable à l'aide électrodes positionnées non perpendiculairement à la direction de la formation du signal de couplage. Hors de la zone d'interaction, les lignes de courants se déforment et sont collectées par les électrodes, quelle que soit la position de celles-ci. On en déduit que la méthode est potentiellement applicable à des mesures de surface, telles celles pouvant être effectuées sur la peau ou sur des organes non parallélépipédiques.

V.3.4 Résumé

La méthode présentée permet le balayage de gradients de conductivité électrique le long de l'axe de propagation des ultrasons. Les interfaces présentes dans un milieu à couche ont été correctement détectées. La résolution de la méthode est égale à 1 mm après traitement par filtrage de Wiener du signal mesuré (MONTALIBET et al, 2001-a). Le signal d'interaction peut être capté à partir d'électrodes de surface quelconque et de positions arbitraires par rapport à la direction de l'interaction sans dégradation importante du signal.

V.4 Mesures in vitro sur milieux biologiques

V.4.1 Lésion HIFU

- Objectif

L'objectif était de tester la capacité de la méthode à discerner les interfaces de conductivité liées à la présence d'une nécrose de coagulation au sein d'un milieu biologique.

- Mode opératoire

Un échantillon de foie de bœuf de boucherie (30 mm de large, 50 mm de haut et 38 mm de long), a été soumis à un champ ultrasonore focalisé de haute intensité (HIFU) afin de produire en son sein une lésion, aussi appelée nécrose de coagulation. La forte puissance des ultrasons émis brûle les tissus en profondeur. Cette lésion a été réalisée au moyen d'une coupelle annulaire (6 anneaux) fonctionnant à 2,25 MHz et de focale égale à 35 mm. Les paramètres de tir employés étaient les suivants : matrice de 14x21 tirs, durée du tir : 5 s, pause entre deux tirs : 10 s. La lésion finale mesure 20 mm de large et 30 mm de haut. Sa profondeur varie entre 5 et 10 mm, à partir de la paroi du foie. Cette variation est due au fait que la paroi du foie n'était pas parallèle au plan de la coupelle lors du tir.

Une fois la lésion terminée, le foie a été placé entre les électrodes planes dans la chambre de mesure. Le convertisseur courant-tension utilisé était celui à transformateur d'entrée.

Le signal mesuré a été traité avec toutes les méthodes décrites au chapitre V. Seul le filtrage de Wiener a fourni un résultat interprétable. Les autres méthodes présentaient une résolution insuffisante ou engendraient trop d'artefacts dans le signal final.

- Résultat

La Figure V-21 ci-dessous représente signal après filtrage de Wiener, superposé à une coupe frontale du morceau de foie :

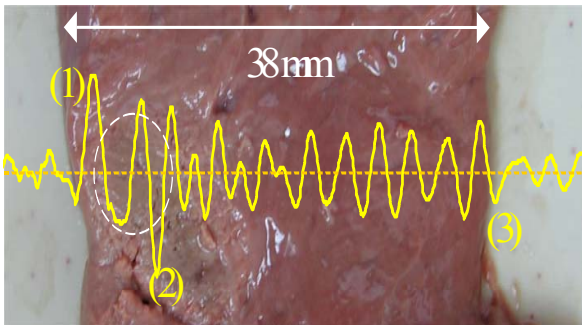

Figure V-21 : Caractérisation acousto-magnétique d'une lésion HIFU (cercle blanc pointillé). Les interfaces d'entrée et de sortie de la lésion sont nettement visibles sur le signal final.

La ligne pointillée orange indique l'axe de propagation de la salve de pression. Le grand pic positif au début du signal (1) représente à la foie l'entrée dans le foie et dans la lésion. Le grand pic négatif (2) représente la sortie de la lésion. Les diverses oscillations situées entre le point (2) et le point (3) peuvent être attribuées soit au bruit de déconvolution soit à la présence de structures internes (probablement des veines) rendant cette partie du signal non interprétable. La sortie du foie (3) est représentée par un pic négatif.

Le résultat ci-dessus montre que la caractérisation acousto-magnétique permet de détecter les interfaces d'une lésion HIFU. Une lésion de ce type n'est pas visible par échographie (RIBAULT et al, 1998), les variations d'impédance acoustique observées ne pouvant être reliées à la structure des tissus. En conséquence, l'existence du signal d'interaction démontre la présence d'une variation de la conductivité électrique entre les tissus traités et non traités. Les changements structurels induits par une lésion HIFU engendrent une modification de la conductivité électrique des tissus nécrosés détectable par notre méthode.

V.4.2 Milieu biologique à couches

- Objectif

L'objectif était de déterminer la position des interfaces de conductivité présentes dans un milieu biologique à couches.

- Mode opératoire

Le milieu biologique utilisé était une pièce de porc, prélevée sur le thorax (lard). Ce tissu présente des couches grasses et maigres où la conductivité électrique change grandement (cf. plus loin Tableau V-7). Les zones de maigre sont plus conductrices que les parties graisseuses. Un gradient de conductivité existe donc selon l'axe

perpendiculaire à ces couches alternées de gras et de maigre. Cet axe a été orienté parallèlement à l'axe de propagation O_z. La Figure V-22 montre l'échantillon, les électrodes et le porte-électrodes :

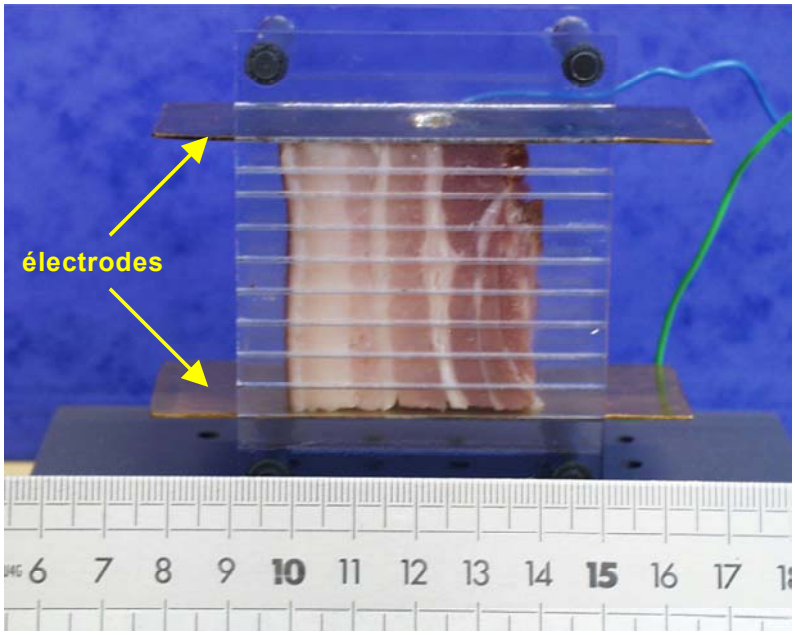

Figure V-22 : Milieu biologique à couches (lard de porc). L'échantillon était maintenu par les électrodes (plaques de laiton), insérées dans les rainures du porte électrodes.

Les électrodes étaient les plaques de laiton décrites à la section III.6.4. Les ultrasons se propageaient de gauche à droite, le champ magnétique étant dirigé perpendiculairement au plan de la figure, vers le lecteur.

- Résultats

La Figure V-23 montre le signal mesuré traité avec les différentes méthodes du chapitre V :

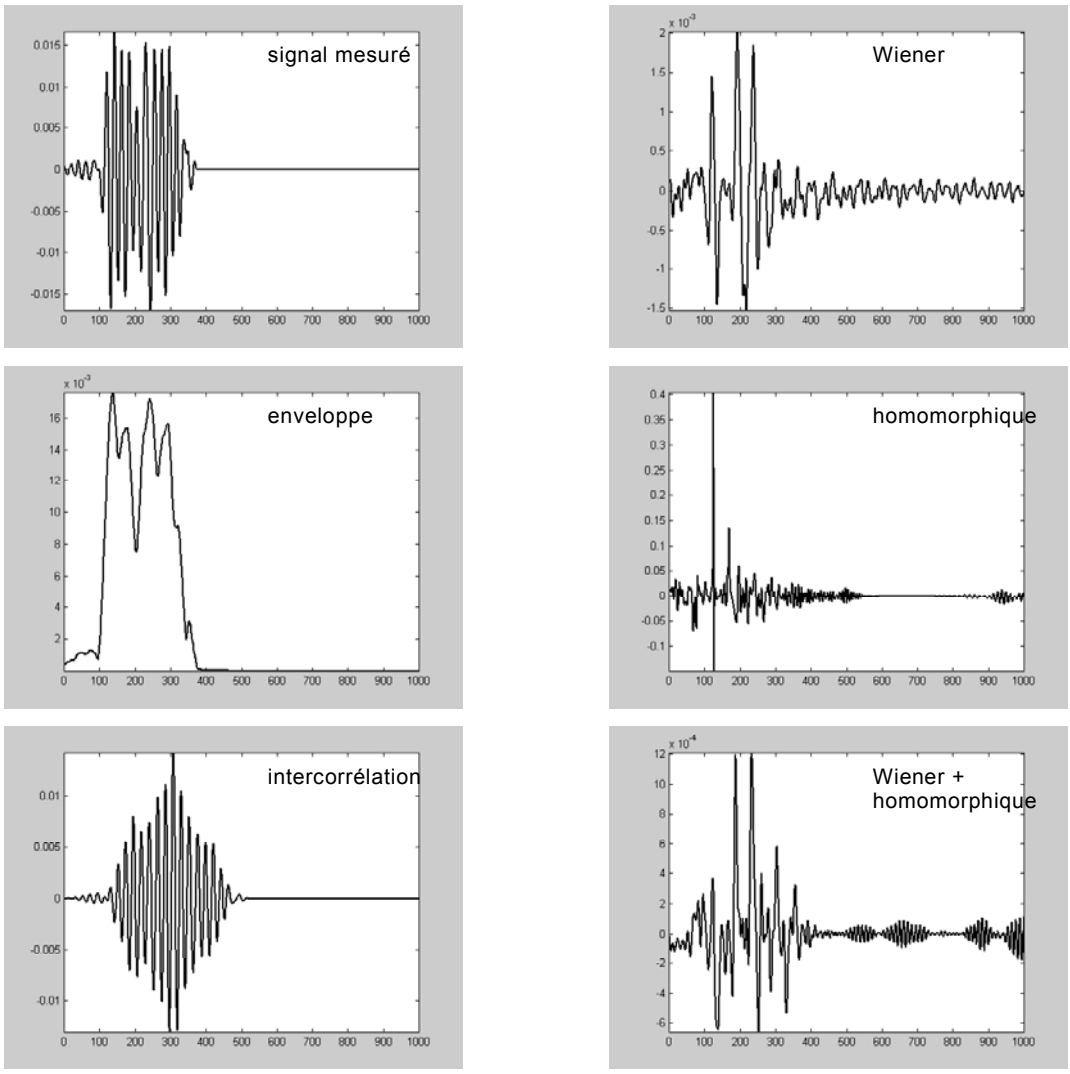

Figure V-23 : Milieu biologique à couches (lard de porc). Signal mesuré (en haut à gauche) et signaux traités.

Les signaux sont difficilement interprétables ainsi. Les résultats obtenus sont très différents les uns des autres. Seul le filtrage de Wiener permet de détecter correctement les interfaces rencontrées. Pour une interprétation plus aisée, le résultat obtenu par filtrage de Wiener a été superposé à l'échantillon de lard (Figure V-24) :

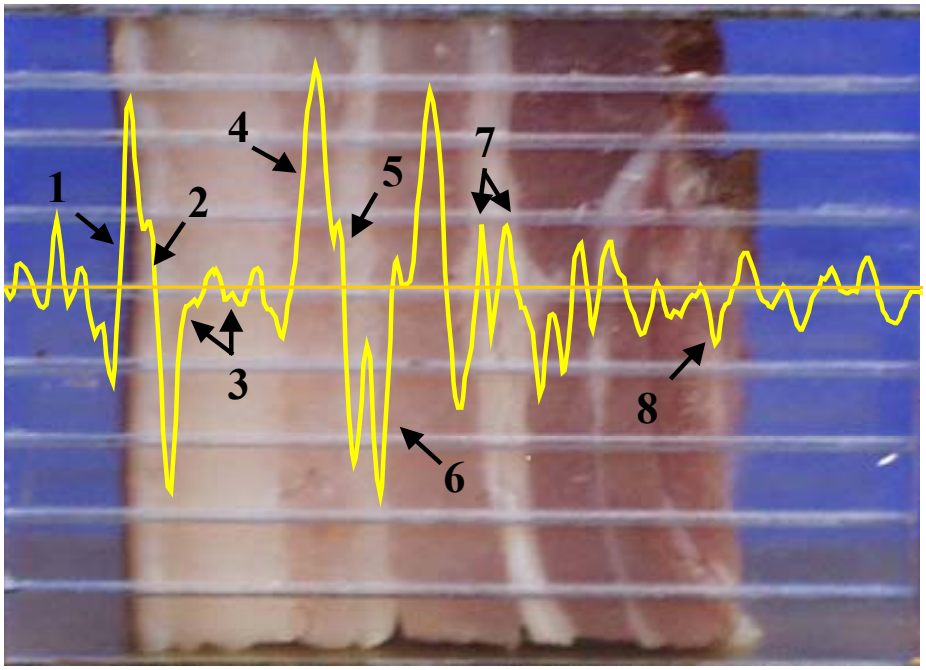

Figure V-24 : Gradients de conductivité électrique d'un milieu biologique à couches. Le signal final, reflétant la structure du milieu, a été obtenu par filtrage de Wiener

La réponse complexe observée était due à la présence de plusieurs couches peu épaisses. L'examen fin du signal permet de distinguer plusieurs types de tissus: le tissu gras (type le moins conducteur), la peau, et le tissu maigre (type le plus conducteur). Les principales caractéristiques du signal sont commentées ci dessous :

1 : Premier front positif : passage d'un milieu non conducteur (huile de ricin) à un milieu plus conducteur (peau)

2 : Front négatif. Passage de la peau à la graisse.

3 : Retour à la ligne de base et stabilité relative.

4 : Front positif : passage de la graisse au muscle.

5 : Passage dans un tissu adipeux.

6 : Front négatif et forme d'onde complexe suivie d'un front positif. La forme d'onde complexe est vraisemblablement due à la présence de plusieurs couches de tissus adipeux au sein de l'échantillon.

7 : Pics positifs dus à des couches séparées par un tissu moins conducteur.

8 : Signal de traîne dû à l'absence de couches marquées et à l'irrégularité de la surface de sortie de l'échantillon.

Les formes d'ondes complexes de la Figure V-24 peuvent vraisemblablement être attribuées au fait que la structure interne de l'échantillon est certainement irrégulière et non rigoureusement perpendiculaire au faisceau ultrasonore.

Les résultats ci-dessus montrent néanmoins que la méthode permet la visualisation de la structure d'un échantillon composé de plusieurs couches (MONTALIBET et al, 2001-a). Les couches de tissu aussi fines que 2 millimètres peuvent être résolues. Ceci est en accord avec la largeur à mi-hauteur de 1 mm observée sur les impulsions correspondant aux changements de conductivité dans les modèles en gel.

La vitesse de propagation des ultrasons, c, a été considérée constante dans l'étude. Cette approximation a pu affecter le signal mesuré. En effet, l'amplitude du signal d'interaction est, d'après l'équation II-46, proportionnelle à c. La valeur réelle de c était déterminée par la température et la composition de l'échantillon.

La vitesse de propagation de l'onde sonore n'était probablement pas constante au sein de l'échantillon, à cause des changements locaux de composition du tissu. Par conséquent, la correspondance entre le temps et la position le long de l'axe O_Z n'est plus linéaire. Cet effet, cependant, est probablement petit puisque la célérité ultrasonore varie dans des proportions relativement limitées dans les milieux biologiques (cf. Tableau V-7 ci-dessous). On peut rappeler que le même effet n'est pas considéré comme critique en échographie.

Le terme $k(z)$, représentant les gradients de conductivité du milieu, est donné par l'équation II-41 et peut être écrit sous la forme suivante :

$$k(z) = \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\sigma(z)}{\rho(z)} B_x(z)\right) = \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\sigma(z)}{\rho(z)}\right) B_x(z) + \frac{\sigma(z)}{\rho(z)} \frac{\partial}{\partial z}\left(B_x(z)\right) \qquad \text{(V-1)}$$

Si le champ magnétique $B_x(z)$ est constant, le terme $k(z)$ est proportionnel au gradient de $\sigma(z)/\rho(z)$ et, par conséquent, représente les interfaces entre des milieux de différents rapports σ/ρ. Il faut remarquer que la conductivité électrique des milieux biologiques varie beaucoup plus que la vitesse des ultrasons (WEN et al, 1998) et que la masse volumique (cf. Tableau V-7 (GEDDES et BAKER, 1967; STUCHLY et STUCHLY, 1980; STOY et al, 1982)) :

Tableau V-7 : Valeurs typiques de la masse volumique, de la célérité ultrasonore et de la résistivité électrique dans les milieux biologiques.

milieu	ρ (kg.m^{-3})	c (m.s^{-1})	$1/\sigma$ (Ω.cm^{-1} @ f=1 MHz)
gel d'agar	1 000	1 450-1 510	60-3 000
sang	1 060	1 530-1 580	100-200
graisse	920	1 410-1 470	1 000-3 000
rein	1 040	1 560	140-250
foie	1 060	1 550	200-420
muscle	1 070	1 550-1 640	160-400

Le paramètre σ/ρ dépend donc principalement de la conductivité électrique, σ. L'information de sortie, obtenue après traitement du signal, représente la structure de la conductivité du milieu exploré. D'autre part, en supposant un fort gradient de champ magnétique, le second terme de l'équation V-1 peut devenir prépondérant et le signal final, alors proportionnel à la quantité σ/ρ, peut décrire la composition du milieu, plutôt que sa structure.

V.5 Résumé du chapitre

L'objectivation du phénomène de couplage montre que le courant mesuré résulte effectivement de l'application simultanée des ultrasons et du champ magnétique.

Dans le cas du modèle tubulaire, la f.e.m. créée est à la fois proportionnelle à la pression et au champ magnétique. Le courant mesuré est également proportionnel à la conductivité électrique du milieu. Ceci a permis de mesurer avec succès la conductivité d'une suspension d'hématies.

Dans le cas du modèle volumique, le courant capté ne représente qu'une fraction du courant total engendré au sein du milieu. Ce phénomène est dû au bouclage des lignes de courant dans le milieu lui-même. Le signal final est représentatif des variations de conductivité rencontrées le long de l'axe de propagation de l'onde ultrasonore. Ceci a été validé sur des blocs de gel d'agar de conductivité contrôlée. Le signal peut être capté à l'aide d'électrodes de surface réduite, appliquées perpendiculairement ou non à la direction de création de la densité de courant. La détection des variations de conductivité dans les milieux biologiques a été réalisée dans du foie de bœuf et du lard. Ces variations sont liées à la présence soit d'une lésion HIFU, soit de couches successives de tissus musculaires et adipeux.

V.6 Bibliographie

COLE K. S. Impedance of single cells, *Tabulæ Biologicæ*, 1941, vol 19, p 24-27.

COLE K. S. Membrane capacity. **In** : Membranes, Ions and Impulses. Los Angeles : University of California Press, 1972., p 12-59.

EYRAUD C., THOMASSET A., LILLE R., BERTHE D. Caractérisation, par méthode électrique, d'un suspensoïde capacitif. Application à un milieu d'hématies de sang humain, C. R. Acad. Sc. Paris, 1967, vol 265, p 508-511.

GEDDES L., BAKER L.E. The specific resistance of biological material- A compendium of data for the biomedical engineer and physiologist, *Med. Biol. Eng. Comput.*, 1967, vol 5, p 271-293.

MONTALIBET A., JOSSINET J., MATIAS A. Scanning Electric Conductivity Gradients with Ultrasonically-Induced Lorentz Force, *Ultrasonic Imaging*, 2001-a, vol 23, p 117-132.

PAULY H. Electrical conductance and dielectric constant of the interior of erythrocytes, *Nature*, 1959, vol 183, p 333-334.

PETHIG R. Dielectric properties of biological materials: Biophysical and medical applications, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, 1984, vol 19, n°5, p 453-474.

RIBAULT M, CHAPELON J.Y., CATHIGNOL D., GELET A. Differential attenuation imaging for the characterization of high intensity focused ultrasound lesions, *Ultrasonic Imaging*, 1998, vol 20, p 160-177.

STOY R.D., FOSTER K.R., SCHWAN H.P. Dielectric properties of mammalian tissues from 0.1 to 100 MHz: A summary of recent data, *Phys. Med. Biol.*, 1982, vol 27, p 501-513.

STUCHLY M.A., STUCHLY S.S. Dielectric properties of biological substances-Tabulated, *J. Microwave Power*, 1980, vol 15, p 19-26.

WELLS P.N.T. Longitudinal waves. **In** : Biomedical Ultrasonics, London : Academic Press, 1977, p 3-25.

WEN H., SHAH J., BALABAN R. S. Hall effect imaging, *IEEE Trans. on Biomed. Eng.*, 1998, vol 45, n°1, p. 119-124.

VI CONCLUSIONS - PERSPECTIVES

VI.1 Conclusions

La méthode utilise le couplage acousto-magnétique résultant de l'application simultanée d'une onde de pression et d'un champ magnétique.

Le signal de d'interaction existe au sein de milieux aqueux, de modèles ou de milieux biologiques. Ce signal est mesurable et quantifiable au moyen d'un convertisseur courant-tension large bande.

Pour un milieu de petites dimensions devant la longueur d'onde, le signal de couplage est proportionnel à la conductivité électrique du milieu. Cette méthode peut être utilisée pour la détermination de la conductivité électrique d'un milieu biologique en utilisant les ultrasons comme agent physique de sondage.

Pour un milieu considéré grand devant la longueur d'onde utilisée, le signal mesuré est théoriquement représentatif du gradient σ/ρ rencontré le long de l'axe de propagation En pratique, la masse volumique ρ des milieux explorés varie peu, et seules les fortes variations de conductivité σ sont détectables. La méthode permet donc la localisation et la quantification des interfaces de conductivités rencontrées le long du trajet des ultrasons.

Nos résultats montrent la possibilité d'explorer un milieu complexe. La méthode a été utilisée avec succès pour le balayage unidimensionnel des gradients de conductivité électrique présents dans des milieux à couches.

Un traitement du signal peut s'avérer nécessaire selon la longueur de la salve ultrasonore utilisée. Lorsque celle-ci est inférieure à l'épaisseur des couches, les interfaces de conductivité sont résolues pour toutes les méthodes de traitement du signal utilisées. Lorsque sa longueur est supérieure à l'épaisseur des couches, seules les méthodes de déconvolution permettent de distinguer les interfaces. Dans ce cas, la méthode du filtrage de Wiener fournit les meilleurs résultats.

Notre méthode a permis de montrer l'existence de ces gradients dans un milieu contenant une lésion produite par des ultrasons focalisés de haute intensité (HIFU). Les lésions produites par HIFU n'étant pas discernables par échographie, notre méthode s'inscrit donc comme une nouvelle modalité en vue du repérage de ces lésions.

La prise du signal est aussi efficace avec des électrodes de forme arbitraire, ce qui permet d'envisager l'application de la méthode aux surfaces irrégulières.

Cette méthode profite de la perméabilité du corps humain au champ magnétique et aux ultrasons. Les amplitudes des signaux d'excitation utilisés dans la présente étude sont d'une totale innocuité et conviennent pour des mesures in vivo.

Finalement, cette nouvelle modalité est potentiellement utilisable pour la caractérisation tissulaire combinant la capacité discriminatoire des méthodes d'impédance avec une résolution spatiale améliorée par l'usage d'ultrasons.

VI.2 Perspectives

L'utilisation de cette modalité pour imager des milieux à couches est la perspective qui nous semble la prometteuse à court terme. La méthode consiste à accoler des mesures unidimensionnelles prises côte à côte. Deux approches sont possibles :

- L'approche multi-électrodes consiste à utiliser un certain nombre d'électrodes, disposées en parallèle selon la largeur de l'échantillon. Le milieu est soumis à un champ ultrasonore uniforme, et chaque électrode perçoit le signal de couplage généré près d'elle. Cette méthode nécessite toutefois d'avoir autant de convertisseurs que d'électrodes. De plus, la sensibilité ne se limite pas à la zone en regard d'une électrode.
- Le balayage par le faisceau ultrasonore est la deuxième manière d'imager l'échantillon. Le déplacement du transducteur, par pas discrets, permet de modifier latéralement la position de la zone d'interaction au sein du milieu. A chaque position du transducteur, le signal mesuré permet de visualiser les interfaces de conductivité présentes le long de l'axe de propagation. En balayant l'échantillon sur toute la largeur, un signal 2D est reconstitué par accolement des signaux mesurés. L'avantage de cette approche est de n'avoir besoin que d'un seul convertisseur courant-tension, puisque les électrodes sont des plaques recouvrant la totalité de la surface de l'échantillon.

L'intensité du champ magnétique peut être augmentée sans risque biologique connu jusqu'à au moins 2 T (SCHENCK, 2000). Le signal d'interaction étant directement proportionnel au champ magnétique, l'augmentation de celui-ci permet d'obtenir un meilleur rapport signal/bruit.

L'utilisation d'un fort gradient de champ magnétique rend le signal mesuré proportionnel à la quantité σ/ρ, même dans le cas d'un échantillon volumineux. Ceci peut être utilisé pour décrire la composition du milieu, plutôt que sa structure.

L'utilisation d'ultrasons de fréquence de plus de 3 MHz permet d'améliorer la résolution de la méthode. La conception d'un convertisseur très large bande permet de pouvoir utiliser un échographe du commerce utilisé en tant qu'émetteur ultrasonore, en "mode M" par exemple.

D'après les résultats présentés, la méthode est potentiellement utilisable sur toutes les parties du corps humain où les ultrasons peuvent se propager et où le signal d'interaction peut être collecté. La forme et l'emplacement des électrodes influent peu sur l'enveloppe du signal. La méthode peut être appliquée à des parties externes du corps, comme par exemple le sein ou la peau.

L'utilisation non biomédicale de la méthode est envisageable. Par exemple, la caractérisation de matériaux conducteurs en est une application potentielle.

Publications de l'auteur

Publications dans des revues internationales à comité de lecture :

JOSSINET J., MARRY E., MONTALIBET A. Electrical Impedance Endo-Tomography: Imaging Tissue From Inside, *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 2001, 21(6):560-565.

MONTALIBET A., JOSSINET J., MATIAS A. Scanning Electric Conductivity Gradients with Ultrasonically-Induced Lorentz Force, *Ultrasonic Imaging*, 2001, vol 23, p 117-132.

MONTALIBET A., JOSSINET J., MATIAS A., CATHIGNOL D. Electric current generated by ultrasonically induced Lorentz force in biological media, *Med. Biol. Eng. Comput.*, 2001, vol 39, p 15-20.

Communications dans des congrès avec actes (2 pages ou plus) :

MONTALIBET A., JOSSINET J., MATIAS A. Electrical Conductivity Interfaces Scanning by Ultrasonically-Induced Lorentz Force, *Proc. EMBEC'02*, Vienna, Autria, 2002, vol 3, part 2, p 1508-1509.

MONTALIBET A., JOSSINET J., MATIAS A., CATHIGNOL D. Scanning Electrical Conductivity Interfaces by means of Ultrasound in Magnetic Field, *Techn. and Health Care*, 2001, Belfast, UK, vol 1&2, n°9, p 183-185.

MONTALIBET A., JOSSINET J., MATIAS A. Détection d'interfaces de conductivité électrique par ultrasons et champ magnétique, *Actes du 11ème Forum des Jeunes Chercheurs en Génie Biologique et Médical*, 2001, Compiègne, France, p 58-59.

MONTALIBET A., JOSSINET J., MATIAS A., CATHIGNOL D. Interaction ultrasound-magnetic field: experimental setup and detection of the interaction current, *IEEE Ultrasonics Symp. Proc.*, San Juan, Puerto Rico, 2000, vol 1, p 533-536.

Bibliographie

ARNAUD P. Cours de chimie physique. 3ème édition. Paris : Dunod, 1993, 531 p.

BARBER D.C., BROWN B.H. Applied potential tomography, *J. Phys. E:Sci. Instrum.*, 1984, vol 17, p 723-734.

BINDER MAGNETIC, Catalogue "Aimants permanents", 1 allée des Barbanniers, 96632 Gennevilliers Cedex. Tel : 01.46.13.80.80, Fax : 01.46.13.80.99, http://www.binder-magnetic.fr/

BOONE K., BARBER D., BROWN B.H. Imaging with electricity: report of the European concerted action on impedance tomography, *J. Med. Eng. Technol.*, 1997, vol 21, n°6, p 201-232.

BOUTIGNY J., GEORGES A. Le champ magnétique dans les milieux matériels. Paris : Vuibert Supérieur, 1996, 144 p.

CATALDO F. Effects of ultrasound on the electrolytic conductivity of simple halide salts, *J. Electroanal. Chem.*, 1997, vol 431, p 61-65.

CHENEY M., ISAACSON D. Distinguishability in impedance imaging, *IEEE Trans. on Biomed Eng.*, 1992, vol 39, n°8, p 852-860.

COLE K. S. Impedance of single cells, *Tabulæ Biologicæ*, 1941, vol 19, p 24-27.

COLE K. S. Membrane capacity. **In** : Membranes, Ions and Impulses. Los Angeles : University of California Press, 1972., p 12-59.

COLOMBEL L., LANGIN A. Trois méthodes pour mesurer les intensités, *Electronique*, 1998, n°86, p 64-68.

DE COULON F. Théorie et traitement des signaux. Saint-Etienne : Dunod, 1986, 548 p. (Traité d'Electricité, d'Electronique et d'Electrotechnique, Tome VI).

DEBYE P. A method for the determination of the mass of electrolytic ions, *J. Chem. Phys.*, 1933, vol 1, p 13-16.

DENARO A.R., The electrical double layer. **In** : Elementary electrochemistry. 2nd ed. London : Butterworth, 1971, p 190-193.

ESTRELA J., MARQUES DE SA J.M., JOSSINET J. Classification of breast tissue by electrical impedance spectroscopy, *Med. Biol. Eng. Comput.*, 2000, vol 38, p 26-30.

EYRAUD C., THOMASSET A., LILLE R., BERTHE D. Caractérisation, par méthode électrique, d'un suspensoïde capacitif. Application à un milieu d'hématies de sang humain, C. R. Acad. Sc. Paris, 1967, vol 265, p 508-511.

FELEPPA E.J., ENNIS R.D., SCHIFF P.B., WUU C.S., KALISZ A., KETTERLING J., URBAN S., LIU T., FAIR W.R., PORTER C.R., GILLESPIE J.R. Spectrum-analysis and neural networks imaging to detect and treat prostate cancer, *Ultrasonic Imaging*, 2001, vol 23, p 135-146.

FOSTER K.R., SCHWAN H.P. Dielectric properties of tissues and biological materials: a critical review, *CRC Critical Reviews in Biomedical Engineering*, 1989, vol 17, n°1, p 25-104.

FOX F., HERZFELD K. F., ROCK G. D. The effect of ultrasonic waves on the conductivity of salt solutions, *Phys. Rev.*, 1946, vol 70, p 329-339.

FRICKE H., MORSE S. The electric capacity of tumors of the breast, *J. Cancer Res.*, 1926, vol 10, p 340-376.

FRY W. Electrical stimulation of brain localized without probes- Theoretical analysis of a proposed method, *J. Acoust. Soc. Am.*, 1968, vol 44, p 919-931.

GEDDES L., BAKER L.E. The specific resistance of biological material- A compendium of data for the biomedical engineer and physiologist, *Med. Biol. Eng. Comput.*, 1967, vol 5, p 271-293.

GIRIUNENIE R., GARSKA E. The influence of ultrasound on electrical conductivity of water, *Ultragarsas*, 1997, vol 2, n°28, p 25-27.

JOSSINET J. Variability of impedivity in normal and pathological breast tissue, *Med. & Biol. Eng. & Comput.*, 1996, vol 34, p 346-350.

JOSSINET J., LAVANDIER B., CATHIGNOL D. The phenomenology of acousto-electric interaction signals in aqueous solutions of electrolytes, *Ultrasonics*, 1998, vol 36, p 607-613.

JOSSINET J., LAVANDIER B., CATHIGNOL D. Impedance modulation by pulsed ultrasound, *Ann. New-York Acad. Sci.*, 1999, vol 873, p 396-407.

JOSSINET J., SCHMITT M. A review of parameters for the bioelectrical characterization of breast tissue, *Ann. New-York Acad. Sci.*, 1999, vol 873, p 30-41.

KALLEL F., STAFFORD R.J., PRICE R.E., RIGHETTI R., OPHIR J., HAZLE J.D. The feasibility of elastographic visualization of HIFU-induced thermal lesions in soft tissues, *Ultrasound Med. Biol.*, 1999, vol 25, n°4, p 641-647.

KINSLER L.E, FREY A.R., COPPENS A.B., SANDERS J.V. *Fundamentals of Acoustics, Fourth Edition*. New York : John Wiley & Sons, 2000, 548 p.

KUNT M. Traitement numérique des signaux. 3ème ed. Paris : Dunod, 1984, 402 p. (Traité d'Electricité, d'Electronique et d'Electrotechnique, Tome XX).

LAVANDIER B., JOSSINET J., CATHIGNOL D. Quantitative assessment of ultrasound-induced resistance change in saline solution, *Med. Biol. Eng. Comput.*, 2000, vol 38, p 150-155.

MCADAMS E.T., JOSSINET J. Problems in equivalent circuit modelling of the electrical properties of biological tissues, *Bioelectr. and Bioenerg.*, 1996, vol 40, p 147-152.

MILLNER R., MÜLLER H.D. Zum Debye-Effekt in Iönenlösungen, *Ann. Phys.* , 1966, vol 17, n°3, p 160-165.

MONTALIBET A., JOSSINET J., MATIAS A., CATHIGNOL D. Interaction ultrasound-magnetic field: experimental setup and detection of the interaction current, *IEEE Ultrasonics Symp. Proc.*, San Juan, Puerto Rico, 2000, vol 1, p 533-536.

MONTALIBET A., JOSSINET J., MATIAS A. Scanning Electric Conductivity Gradients with Ultrasonically-Induced Lorentz Force, *Ultrasonic Imaging*, 2001-a, vol 23, p 117-132.

MONTALIBET A., JOSSINET J., MATIAS A., CATHIGNOL D. Electric current generated by ultrasonically induced Lorentz force in biological media, *Med. Biol. Eng. Comput.*, 2001-b, vol 39, p 15-20.

MORIMOTO T., KINOUCHI Y. et al. Measurement of the Electrical Bio-Impedance of breast tumors, *Eur. Surg. Res.*, 1990, vol 22, p 86-92.

OPPENHEIM A.V., SCHAFER R.W. Discrete-Time Signal Processing. 2nd ed. New Jersey : Prentice Hall, 1999, 870 p.

PANTELLINI F. La magnétohydrodynamique **[en ligne]**. Disponible sur : <http://despa.obspm.fr/~pantelli/JUSSIEU/HTML/mhd/mhd.html> (consulté le 20.11.2002).

PAULY H. Electrical conductance and dielectric constant of the interior of erythrocytes, *Nature*, 1959, vol 183, p 333-334.

PETHIG R. Dielectric properties of biological materials: Biophysical and medical applications, *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, 1984, vol 19, n°5, p 453-474.

RABAH H., PRIEUR G., ROUANE A., KOURTICHE D., HEDJIEDJ A., BARRITAULT L. Interaction des champs électriques et acoustiques: approche mathématique et premiers résultats expérimentaux pour une application éventuelle en stimulation transcutanée, *Innov. Tech. Biol. Méd.*, 1994, vol 15, p 49-59.

RIBAULT M, CHAPELON J.Y., CATHIGNOL D., GELET A. Differential attenuation imaging for the characterization of high intensity focused ultrasound lesions, *Ultrasonic Imaging*, 1998, vol 20, p 160-177.

ROSENFELD E. H. Ultrasonic vibrational potentials in gels and preparations of biological tissue, *Ultrasound Med. Biol.*, 1992, vol 18, p 607-615.

SEAGAR A.D., BARBER D.C., BROWN B.H. Theorical limits to sensitivity and resolution in impedance imaging, *Clin. Phys. Physiol. Meas.*, 1987, Suppl. A, vol 8, p 13-31.

SEDRA A.S., ROBERTS G.W. Current conveyor theory and practice **In :** TOUMAZOU C. Advances in Analog Integrated Circuit Design. London : Peter Peregrinus Limited., 1990, p. 93-126.

SCHENCK J.F. Safety of strong, static magnetic fields, *J. Magn. Reson. Imaging*, 2000, vol 12, p 2-19.

STOY R.D., FOSTER K.R., SCHWAN H.P. Dielectric properties of mammalian tissues from 0.1 to 100 MHz: A summary of recent data, *Phys. Med. Biol.*, 1982, vol 27, p 501-513.

STUCHLY M.A., STUCHLY S.S. Dielectric properties of biological substances-Tabulated, *J. Microwave Power*, 1980, vol 15, p 19-26.

SUROWIEC A.J., STUCHLY S.S., BARR J.R., SWARUP A. Dielectric properties of breast carcinoma and the surrounding tissues, *IEEE Trans. Biomed. Eng.,* 1988, vol 35, p 257-263.

THIJSSEN, J.M. Ultrasonic Tissue Characterization - Clinical achievements and technological potentials, Brussels : Stafleu's Scientific Publishing Company, 1980, 292 p.

ULRYCH T.J. Application of homomorphic deconvolution to seismology, *Geophysics*, 1971, vol 36, n°4, p 650-660.

WELLS P.N.T. Longitudinal waves. **In** : Biomedical Ultrasonics, London : Academic Press, 1977, p 3-25.

WEN H., SHAH J., BALABAN R. S. Hall effect imaging, *IEEE Trans. on Biomed. Eng.*, 1998, vol 45, n°1, p. 119-124.

YAVORSKI B., DETLAF A. Aide-mémoire de physique. Moscou : Ed. Mir, 1975, p 402-415.

ZANA R., YEAGER E. Ultrasonic vibration potentials and their use in the determination of ionic partial volumes, *J. Phys. Chem.*, 1967, vol 71, n°3, p 521-536.

FOLIO ADMINISTRATIF

THESE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

NOM : MONTALIBET Prénoms : Amalric Sylvère François	DATE de SOUTENANCE : 18/11/2002
TITRE : ETUDE DU COUPLAGE ACOUSTO-MAGNETIQUE : DETECTION DES GRADIENTS DE CONDUCTIVITE ELECTRIQUE EN VUE DE LA CARACTERISATION TISSULAIRE.	
NATURE : DOCTORAT Formation doctorale : Images et Systèmes	Numéro d'ordre : 02 ISAL 0075
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis	CLASSE :

RESUME :

Le mémoire décrit le couplage d'un champ magnétique et d'un faisceau ultrasonore dans un milieu électrolytique ou biologique. Il en résulte une interaction acousto-magnétique due à la force de Lorentz qui produit une densité de courant volumique fonction des propriétés acoustiques du milieu et de sa conductivité électrique.

La méthode présentée consiste à collecter le courant total généré dans un échantillon. La partie théorique du mémoire présente la phénoménologie, les équations fondamentales associées et les méthodes de traitement du signal en découlant. La partie expérimentale présente l'instrumentation développée pour cette étude et les résultats obtenus sur des gels d'agar et des échantillons biologiques.

Les grandeurs des champs utilisés dans cette étude sont compatibles avec le vivant. Ce couplage permet d'associer les avantages des méthodes bioélectriques et acoustiques existantes pour une meilleure caractérisation des tissus sains et pathologiques.

MOTS-CLES : Champ Magnétique ; Ultrasons ; Caratérisation Tissulaire ; Modalité Imagerie ; Conductivité Electrique ; Traitement Signal ; Densité Courant

Laboratoire (s) de recherches :

INSERM U556, 151 cours Albert Thomas
69424 Lyon cedex 03

Directeur de thèse : Jacques JOSSINET

Président de jury : Mustapha NADI

Composition du jury : Dominique CATHIGNOL
Mathias FINK
Jacques JOSSINET
Mustapha NADI
François PERRAUT